

# ANNALEN DER PHYSIK

GEGRÜNDET 1799 DURCH F. A. C. GREN  
UND FORTGEFÜHRT DURCH L. W. GILBERT,  
J. C. POGGENDORFF, G. u. E. WIEDEMANN,  
P. DRUDE

VIERTE FOLGE

BAND 86  
DER GANZEN REIHE 391. BAND

KURATORIUM:  
M. PLANCK, E. WARBURG

UNTER MITWIRKUNG  
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT  
HERAUSGEHEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK

MIT SECHSUNDZWANZIG TAFELN



I 9 2 8

---

LEIPZIG · VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH



# **ANNALEN DER PHYSIK**

**VIERTE FOLGE**

**BAND 86**

Pl

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

Physik Heft  
(Ref)  
Haus.

## Inhalt

### Vierte Folge. Band 86

#### Neuntes Heft

	Seite
1. Max Trautz und Otto Trautz. Kritik der elektrischen Differentialmethode zur Messung von $C_e$ an Gasen . . . . .	1
2. Ernst Dussler. Eine experimentelle Methode zur Bestimmung des ballistischen Entmagnetisierungsfaktors . . . . .	66
3. Wilhelm Werner. Über den Durchschlag fester Isolatoren. (Hierzu Tafel I und II) . . . . .	95
4. H. E. Hollmann. Über den Mechanismus von Elektronenschwingungen. (Hierzu Tafel III bis V.) . . . . .	129

*Redaktionsschluß am 5. Juni 1928*

#### Zehntes Heft

1. Gerhard Herzberg. Über die Struktur der negativen Stickstoffbanden. (Hierzu Tafel VI und VII) . . . . .	189
2. Otto Holtzmann. Untersuchungen über die Diffusion der Kathodenstrahlen von 100 Volt Geschwindigkeit in gasförmigen Medien . . . . .	214
3. Gerhard Zwiebler. Spektralphotometrische Untersuchungen über die Energie- und Helligkeitsverteilung in dem Querschnitt der positiven Säule in Neon und Helium . . . . .	241
4. G. Borelius, C. H. Johansson und J. O. Linde. Die Gitterstrukturumwandlungen in metallischen Mischkristallen . . . . .	291
5. M. J. O. Strutt. Zur Wellenmechanik des Atomgitters . . . . .	319

*Redaktionsschluß am 15. Juni 1928*

#### Elftes Heft

1. Hans H. Meyer. Über die Faserstruktur des Bromsilbers in den Schichten photographischer Trockenplatten. (Hierzu Tafel VIII bis X.) . . . . .	325
2. Hans Toby. Über die Vorgänge am System Halbleiter-Leiter (unter bes. Berücksichtigung der Feuchtigkeitsverhältnisse) . . . . .	353

	Seite
3. G. Szivessy und M. Richartz. Über die magnetische Doppelbrechung von Flüssigkeitsgemischen. (Hierzu Tafel XI)	393
4. N. H. Frank. Die Fortpflanzung elektrischer Wellen in Kabeln mit zwei Isolationsschichten. (Hierzu Tafel XII)	422
5. Sven Fagerberg. Die Kathodophosphoreszenz von Erbium in Calciumoxyd. (Hierzu Tafel XIII)	435
6. Heinrich Schilling. Über die kleinsten Elektrizitätsträger in Gasen	447

*Redaktionsschluß am 30. Juni 1928*

#### Zwölftes Heft

1. Hans Jakob. Über das Intensitätsverhältnis der Hauptseriendoublets der Alkalimetalle. (Hierzu Tafel XIV und XV)	449
2. Gerhard Peters. Zur Theorie der Temperatur- und Dichteabhängigkeit des Brechungsexponenten	494
3. A. Kupper. Zur Frage der Intensität von Spektrallinien	511
4. J. Stark. Intensitätsverhältnis der Ortho- und Paraserien in Beziehung zur Atomstruktur des Heliums. (Hierzu Tafel XVI)	530
5. J. Stark. Ionisierung von Quecksilberatomen durch ihre Reaktion mit Heliumionen. (Hierzu Tafel XVII)	541
6. F. W. Kallmeyer. Untersuchungen an Detektorkontakten	547
7. F. W. Hehlgans. Über Piezoquarzplatten als Sender und Empfänger hochfrequenter akustischer Schwingungen. (Hierzu Tafel XVIII)	587
8. Richard Gans. Zur Theorie der Brownschen Molekularbewegung	628

*Redaktionsschluß am 10. Juli 1928*

#### Dreizehntes Heft

1. A. Wigand und F. Wenk. Der Gehalt der Luft an Radium-Emanation, nach Messungen bei Flugzeugaufstiegen. (Hierzu Tafel XIX und XX)	657
2. H. Hellmann und H. Zahn. Über Dielektrizitätskonstanten von Elektrolytlösungen	687
3. Alice Lemke. Experimentelle Untersuchungen zur W. Ritzschen Theorie der Transversalschwingungen quadratischer Platten	717
4. Frida Stadie. Probleme der Brownschen Molekularbewegung	751
5. Margarete Samuel. Über magnetische Eigenschaften des Kobalts	798

*Redaktionsschluß am 28. Juli 1928*

## Inhalt

VII

### Vierzehntes Heft

	Seite
1. K. H. Stehberger. Über Rückdiffusion und Sekundärstrahlung mittelschneller Kathodenstrahlen an Metallen . . . . .	825
2. A. Wehnelt und G. Schmerwitz. Über die Zuverlässigkeit der Sondenmessungen im dunklen Kathodenraum der Glimmentladung . . . . .	864
3. Edouard Ramelet. Über die neue, rein elektronische Verstärkung verwendende Zählmethode für Korpuskularstrahlen (Hierzu Tafel XXI bis XXV). . . . .	871
4. Erich Kretzschmann. Die Supraleitfähigkeit nach Schrödingers Wellengleichung und Fermis Statistik . . . . .	914

*Redaktionsschluß am 4. August 1928*

### Fünfzehntes Heft

1. M. Le Blanc, K. Richter und E. Schiebold. Eine Prüfung der Tammannschen Theorie der Resistenzgrenzen am System Gold-Kupfer. Aufstellung neuer Gesichtspunkte . . . . .	929
2. E. Blechschmidt und A. v. Hippel. Kathodenzerstübungprobleme. (IV. Mitteilung). Der Einfluß von Material und Zustand der Kathode auf den Zerstübungssprozeß . . . . .	1006

*Redaktionsschluß am 16. August 1928*

### Sechzehntes Heft

1. Chr. Gerthsen. Einzelstreuung von <i>H</i> -Kernen in festen Körpern . . . . .	1025
2. J. Stark. Folgerungen aus der atomistischen Konstitution der Lichtenergie . . . . .	1037
3. Johann Gratsiatos. Über das Verhalten der radiotelegraphischen Wellen in der Umgebung des Gegenpunktes der Antenne und über die Analogie zu den Poissonschen Beugungerscheinungen . . . . .	1041
4. H. E. Hollmann. Ein Röhrenoszillator für sehr kurze ungedämpfte Wellen. (Hierzu Tafel XXVI) . . . . .	1062
5. Ilse Wyneken. Die Energieverteilung im kontinuierlichen Spektrum des Aluminium-Unterwasserfunkens . . . . .	1071
6. M. Reger und R. Seeliger. Über die Stromdichte des normalen Kathodenfalls II . . . . .	1089

*Redaktionsschluß am 25. August 1928*

## Nachweis zu den Figurentafeln

---

Tafel I u. II.	W. Werner
" III—V.	H. E. Hollmann
" VI u. VII	G. Herzberg
" VIII—X.	H. H. Meyer
" XI.	G. Szivessy u. M. Richartz
" XII.	N. H. Frank
" XIII.	S. Fagerberg
" XIV u. XV.	H. Jakob
" XVI.	J. Stark
" XVII.	J. Stark
" XVIII.	F. W. Hehlgans
" XIX u. XX.	A. Wigand u. F. Wenk
" XXI—XXV.	E. Ramelet
" XXVI.	H. E. Hollmann

---

# ANNALEN DER PHYSIK

## VIERTE FOLGE. BAND 86

**1. Kritik der elektrischen Differentialmethode  
zur Messung von  $C_v$  an Gasen;  
von Max Trautz und Otto Trautz**

**II. Die experimentellen Abweichungen von den Prinzipien  
der  $C_v$ -Berechnung. Ihre Berücksichtigung und die dabei  
erreichbare Genauigkeit von  $C_v$ .**

Inhalt. Einleitung: Zweck, Prinzipien und Fehler der Methode. — I. Teil: Bedeutung, Empfindlichkeits- und Genauigkeitsgrenze der benutzten Differentialmanometrie. 1. Idealfall und praktische Wirklichkeit. 2. Abhängigkeit des Manometerausschlags von Anordnung und Manometer. A. Anordnung in den Flaschen. B. Anordnung der Verbindung zum Manometer. C. Differentialmanometer: a) Wahl zwischen Lamellenmanometer und Drucklibelle; 1. Allgemeines, 2. Einzelangaben, 3. Empfindlichkeit und Genauigkeit der Manometer; b) Ausschläge der Manometer: 1. Allgemeiner Verlauf. Zweck der Untersuchung, 2. Einzel-ausschläge. Das weitere Zeitgebiet, 3. Differentialausschläge. Das engere Zeitgebiet. 3. Der brauchbare Zeitabschnitt; die richtige Ausschlagsform; die Leistungs-grenze der Manometrie. — II. Teil: Die Genauigkeit der Konstanz der Wärmemengen innerhalb eines Doppelversuchs. — Absolute Heizwärmemessung: 1. Versuchsanordnung und Methode, 2. Einzelangaben, 3. Gegenseitiger Einfluß der Heizkörper, 4. Berechnung der Heizenergie aus Einzelausschlägen, 5. Zahlenangaben, 6. Zusammenfassung. A. Konstanz der Heizung. 1. Anordnungen zur Erzielung der Konstanz des Feldes und der Widerstände.  $C_v$ -Meßpraxis: a) Anordnung und Abmessungen; b) Schaltungen; c) Stufung von Heizverhältnis und Heizung; Normier- und Meßversuch; a) Grundzüge der praktischen Ausführung:  $\alpha_1$ ) Prinzip,  $\alpha_2$ ) Heizverhältnissstufung (Ölkapazität),  $\alpha_3$ ) Absolute Heizungs-stufung (Empfindlichkeit);  $\beta$ ) Einzelheiten der Meßpraxis. 2. Die Abweichungen vom grundsätzlichen Heizverfahren: a) Inkonstanz des Feldes innerhalb eines Doppelversuchs; b) Inkonstanz der Widerstände innerhalb eines Doppelversuchs: a) Infolge Änderung des Außenwiderstandes;  $\alpha_1$ ) Ideale Anordnung ohne Zusatzwiderstände,  $\alpha_2$ ) Verwendung von Zusatz-widerständen;  $\beta$ ) Veränderung der Heizkörperwiderstände innerhalb eines Doppelversuchs:  $\beta_1$ ) Änderung der Flaschentemperaturen. Temperatur-koeffizient des Apparates,  $\beta_2$ ) Ungleichheit der Meßgase. B. Konstanz und Kleinheit der Wärmeverluste. I. Strahlungsverluste: a) Heizkörper-strahlung: a) Emission der Heizkörper,  $\beta$ ) Absorption im Gas; b) Gas-strahlung. II. Leitungsverluste: 1. Wärmerest im Heizkörper. 2. Wärmeableitung in den Fuß („Fußverlust“). 3. Wärmeableitung vom Gas an das

Rohrsystem. 4. Wärmeableitung vom Mantelgas an die Flaschenwände: 1. Berechnungen aus der Temperaturleitfähigkeit: a) Allgemeine Fragestellung; b) Genäherte Berechnung; c) Übersichtstafel der Wärmeverluste in Prozenten. 2. Experimentelle Messungen über den Abfluß zur Wand: a) Frühere Arbeiten; b) Eigene Messung: Zeitlicher Druckverlauf bei adiabatischer Kompression: a) Messung von Wandverlust und Temperaturleitfähigkeit in Gasen;  $\beta$ ) Zeitverlauf des Clément-Desormes-Versuches;  $\gamma$ ) Direkte Messung des Wandverlusts im  $C_v$ -Apparat. 5. Einfluß des Verhältnisses Oberfläche : Volumen in der Ölflasche. a) Allgemeines; b) Beträge der Korrektion; c) Berechnung der  $O : V$ -Korrektion; d) Messung der zur Heizverhältnisänderung addierten Korrektion e)  $V$ -Änderung bei  $O : V$ -Änderung ist kompensiert. III. Strömungsverluste. Kinetische Energie des Wölkchens. IV. Arbeitsverluste am Differentialmanometer. C. Formulierung der Korrektionsglieder für Inkonstanz der Wärmemengen innerhalb eines Doppelversuchs. — III. Teil: Die Meßbereicherweiterung und die dabei erzielbaren Genauigkeiten von  $C_v$ . Mischgasmethode. A. Meßbereicherweiterung. B. Mischgasmethode. — Übersichtstafeln: 1. Kennzahlen des Apparates für  $C_v$ -Messung, Reproduzierbarkeit, Genauigkeit, Empfindlichkeit; 2. Wesentliche apparative Maßnahmen; 3. Wesentliche experimentelle Maßnahmen; 4. Zwecke und maßgebende Faktoren bei der Mischgasmethode; 5. Zweck der Verwendung von Serien- und Parallelschaltung; 6. Kurze Übersicht einer vollständigen  $C_v$ -Messung; 7. Gesamtübersicht der Korrekturen am gemessenen  $C_v$ ; 8. Übersicht über Vorzeichen und Größe der Korrekturen an Beispielen. — Zusammenfassung.

### Einleitung: Zweck, Prinzipien und Fehler der Methode

1. Die Geschwindigkeit und das Gleichgewicht chemischer Vorgänge mit Gasen sind nur dort und dann hinreichend berechenbar, wenn man über die spezifischen Wärmen der Gase theoretisch und experimentell weiterreichende Kenntnisse hat, als das heute meist der Fall ist.

Bei fast jedem Fortschritt in der Thermodynamik und Kinetik der Gase, soweit er empirischer Natur ist, bedarf man genauer Kenntnis der spezifischen Wärmen. Diese Notwendigkeit reicht bis in die Aufgaben der heutigen Atomdynamik hinein. Die Quantentheorie hat hier zuverlässige Tatsachen nötig.

Alle wärmetechnischen Berechnungen für chemische Vorgänge mit Gasen sind an die Kenntnis der spezifischen Wärmen auch in solchen Temperaturgebieten und an solchen Gasen gebunden, wo man die spezifischen Wärmen nicht messen kann, sondern nur theoretisch zu ermitteln vermag. Damit eine solche Theorie

ausreichend sicher arbeitet, muß sie im *meßbaren* Gebiet ausreichend scharf prüfbar sein, und sich auch auf solche Moleküle genähert anwenden lassen, von denen man nur die Formeln anschreiben kann. Beides ist nur möglich, wenn die Messungen im Meßbarkeitsbereich sicher und sehr genau sind.

Darin liegt die Begründung für die Breite und Tiefe, die man dem Unterbau dieser Arbeiten zu geben bestrebt sein wird.

2. Über die bisherigen Arbeiten vgl. E. Leonhardt<sup>1)</sup> und H. Scheuermann<sup>2)</sup> und M. Trautz.<sup>3)</sup> Daselbst sind die *Grundlagen der Methode* und ihre *Anordnung* nachzusehen, auf die wir uns im folgenden beziehen.

3. Die *zufälligen Fehler* der Methode ließen sich bisher im allgemeinen auf 0,4 v. T. herabdrücken.

Die *konstanten Fehler* zerfallen in zwei Gruppen.

Die der ersten (Gasunvollkommenheit u. dgl.) sind durch die Berechnung völlig auszuscheiden, und a. a. O. bereits behandelt.<sup>3)</sup>

Die Fehler der zweiten Gruppe sind dadurch bedingt, daß die Prinzipien der Methode, worauf die Berechnung fußt, experimentell z. T. nicht streng erfüllt sind. Damit haben bekanntlich alle physikalischen Messungen zu kämpfen.

Vorliegende Arbeit befaßt sich mit der bisher offen gelassenen Frage, wieweit die gemessenen Zahlen als wahre  $C_v$ -Werte definiert sind. Wir prüfen, wie weit *experimentelles Abweichen von den der Berechnung zugrunde liegenden Prinzipien*<sup>3)</sup> auf die Zahlwerte von  $C_v$  Einfluß übt, und wie dieser Einfluß durch Korrekturen ausgeschieden werden kann.<sup>4)</sup>

Für Unterstützung bei diesen Arbeiten danken wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, der Gesellschaft der Freunde der Universität Heidelberg, der I. G. Farbenindustrie A.-G., der Zellstofffabrik Mannheim-Waldhof, der Firma Grünzweig und Hartmann-Ludwigshafen und anderen, die nicht genannt sein wollen.

1) E. Leonhardt, Inaug.-Diss. Heidelberg 1926.

2) H. Scheuermann, Inaug.-Diss. Heidelberg 1927.

3) M. Trautz, Ann. d. Phys. 88, S. 457—497. 1927.

4) Die Apparatur blieb, wo nichts anderes erwähnt wird, in der bei den Herren Leonhardt und Scheuermann (a. a. O.) beschriebenen Anordnung erhalten.

## I. Teil: Die physikalische Bedeutung der benutzten Differentialmanometrie und ihre Empfindlichkeits- und Genauigkeitsgrenze

### 1. Idealfall und praktische Wirklichkeit

a) Im theoretischen Idealfall der Methode bestimmen wir den Kompensationsbetrag der Ölfüllung daraus, daß das Manometer beim Stromstoß dauernd *in Ruhe* bleibt.

b) In praxi wächst der Druck in beiden Flaschen auch bei richtiger Ölfüllung verschieden rasch, so daß die Manometerkuppe sich bewegt. Damit man nunmehr aus dem *Ausschlag*  $C_v$  ableiten kann, muß das Differentialmanometer<sup>1)</sup> eine Zeitlang oder wenigstens im Meßmoment den Ausschlag Null anzeigen (Nullmanometrie) oder es muß sich wenigstens aus seinem Zeitverlauf die Größe der Ölfüllung für gleiche Drucksteigerung in beiden Flaschen mittelbar ableiten lassen.

### 2. Abhängigkeit des Manometerausschlags von Anordnung und Manometer

Es ist die Frage: Wie hängt die *Ausschlagsform* und die *Beziehung*, wodurch man sie mit der gesuchten Druckdifferenz Null verknüpft, von der Anordnung in den Flaschen, von der Zuleitungen zum DM und vom DM selbst ab?

#### A. Anordnung in den Flaschen

Die Anordnung in den Flaschen (Lage der Heizkörper, der Übertragungsrohre in den Flaschen, Form der letzteren) könnte unentstellte Übertragung des in den Flaschen jeweils herrschenden Druckes nach dem Verbindungsrohr hin beeinträchtigen. Ein Einfluß derart war nicht festzustellen, wohl aber einer auf den Zeitverlauf der Druckänderung.

Letzterer kann auch von Heizstromstärke, Heizkörperanordnung und Gasnatur abhängen. Beeinflußt das die Nullstellung des DM, so übt die Anordnung in den Flaschen Einfluß (vgl. S. 32) auf  $C_v$ .

#### B. Anordnung der Verbindung zum DM

Soweit Länge und Form des Druckübertragungswegs bei unseren Messungen überhaupt variierten, blieben sie ohne Ein-

---

1) Differentialmanometer wird künftig durch DM abgekürzt.

fluß auf Größe und Form des Manometerausschlags; das zeigten besondere Versuche.

Einseitige Zwischenschaltung eines 1 m langen, 3 mm weiten, an 50 Knickstellen noch engeren Glasrohrs zwischen Flasche und DM änderte selbst die hochempfindlichen Ausschläge des DM nicht. Ähnlich fielen Versuche von M. Trautz und E. Leonhardt mit mehreren Windungen eingeschalteten Druckschlauchs aus.

### C. Differentialmanometer

Der Gasdruck gleicht sich während der ganzen Betätigung des DM — etwa mit Schallgeschwindigkeit — zwischen Flasche und DM aus, also rascher als das Flüssigkeits-DM diesen Druckänderungen folgen kann.

Die Masse auch der kürzesten benutzten Flüssigkeitssäule (2 cm lang) ist noch rund 15 mal größer als die der etwa 1 m langen Gassäule im Druckübertragungsrohr von der Flasche zum DM.

#### a) Wahl des Differentialmanometers

##### 1. Allgemeines

Um noch kleinste Druckänderungen in der Flasche möglichst gleichzeitig angezeigt zu erhalten, verwandten wir ein möglichst *trägheitsloses* Manometer.

Feste Membranen und Fäden sind bekanntlich wegen elastischer Nachwirkungen und sprunghafter Änderungen wenig zuverlässig; besser sind Flüssigkeitsmembranen (*Seifenlamellen*); sie sind nur als Nullinstrumente brauchbar; ein Lichtstrahl als Zeiger wird dabei von der Lamelle reflektiert.

Das Flüssigkeitsmanometer als *Drucklibelle* (bewegliche Flüssigkeit in stark geneigtem U-Rohr oder stark gespreiztem V-Rohr) ist unter den *trägen* Manometern am empfindlichsten, kommt bei kurzer Flüssigkeitssäule dem *trägheitslosen* DM nahe.

Bei langer wird der Zeitverlauf des Ausschlags (Ausschlagsform) von ihrer Trägheit weitgehend (ballistisch) mitbestimmt.

a) *Lamellenmanometer*. Es diente nur dazu, über die Richtigkeit der Deutung von Ausschlägen des Flüssigkeits-DM Sicherheit zu erlangen, auf dem Weg über Vergleichsversuche.

Da Trägheit und Reibung der bewegten Teile bei ihm klein ist, so gibt es Druckänderungen in den Flaschen praktisch gleichzeitig mit ihrem Auftreten an.

Als Nullmanometer zeigte es Gleichheit des Drucks in beiden Flaschen noch im selben Augenblick dadurch an, daß der reflektierte Lichtstrahl wieder auf die gleiche Stelle fällt, wie vor dem Stromstoß (Nulllinie, Nullzeit). Solange das DM im Verlauf des „Ausschlags“ auf der Nulllinie verharrt („Schleppung“), ist der Druck beiderseits gleich. Das kann natürlich auch eintreten, solange der Druck in beiden Flaschen gleichmäßig wächst.

Der Ausschlag kann auch die Nulllinie schneiden („Nullschnitt“), ohne dort zu verharren, was der „Schleppung“ auf Null immerhin ähneln und dann momentaner Druckgleichheit entsprechen kann.

Aus den Umkehrzeiten des Ausschlags, wenn also die Druckdifferenz nach der einen oder andern Seite hin ein Maximum hat, kann man manches schließen auf den Verlauf des Druckunterschieds in der Zeit, während die Heizwölkchen wandern.

Die Ausschlagsform läßt sich hier eindeutig mit den Druckbefunden verknüpfen, auf denen die Berechnungsweise der Methode grundsätzlich beruht; das ist beim Flüssigkeits-DM nicht so uneingeschränkt möglich.

Dagegen ist die absolute Ausschlagsgröße des Lamellen-DM nicht weiter verwendbar. Denn die Spannung der Lamelle ist unbekannt; die Ablenkung des Lichtstrahls hängt sehr von der Lage des Reflexpunktes ab; die Empfindlichkeit ändert sich im Ausschlagsgebiet stetig und meist auch mit der Zeit.

### *β) Flüssigkeitsmanometer (Drucklibelle):*

1. *Statischer Ausschlag und Empfindlichkeit.* - Die Drucklibelle zeigt die Druckdifferenz an, die gerade zwischen ihren Enden herrscht, falls sie konstant ist, oder ihre Änderung im Verhältnis zu Trägheit und Dämpfung des DM langsam genug geht („statische“ Ausschläge).

2. Kommt das Manometer den Druckänderungen nicht schnell genug nach, so hängt die Ausschlagsform von Trägheits- und Dämpfungsgrößen der Flüssigkeit ab.

Die Trägheit hängt von Länge und Dichte der Flüssigkeit ab.

Die Dämpfung verzögert ebenfalls die Reaktion des Manometers auf äußere Einwirkung und verringert sie. Sie hängt von der Flüssigkeitsreibung  $\eta$ , vom Rohrdurchmesser und vom Neigungswinkel des DM ab; letzteres dadurch, daß die Flüssigkeit bei kleinerem Neigungswinkel unter denselben (Verschiebung-) Druckkräften schneller laufen muß.

Somit macht man zweckmäßig die Länge der Flüssigkeit klein, und die Dämpfung nicht zu groß. Man steigert die Ableseempfindlichkeit besser durch stärkere optische Vergrößerung als durch Neigen des Rohres.

## 2. Einzelangaben über die benutzten Manometer und deren Anwendung

a) *Lamellenmanometer*. Die Seifenlamelle<sup>1)</sup> hatte 2 cm Durchmesser und lag zwischen zwei kleinen Kammern mit hinreichend weiten Zuleitungsrohren von den Flaschen her und mit zwei planparallel geschlossenen Glasfenstern; der Lichtstrahl einer Weule-Bogenlampe geht durch einen Wassertrog und eine achromatische Linse, und wird dann von der Lamelle reflektiert auf einen geeignet liniierten Schirm.

Eine Lamelle hält bei vorsichtiger Behandlung mehrere Stunden und lässt sich schnell und leicht neu erzeugen. Die Reproduzierbarkeit damit erreichte bis jetzt erst 2 v. T. Beobachtung bisher nur subjektiv.<sup>2)</sup>

Metallmembranmanometer verbieten sich für uns deshalb, weil bei der  $C_v$ -Methode je nach Gasnatur und sonstigen Bedingungen immer wieder auch Druckstöße von so großer Heftigkeit vorkommen, wie sie eine hinreichend empfindliche Membran nicht unbeschädigt aushält.<sup>3)</sup> Man könnte auch zuerst mit einem anderen Manometer so weit messen, bis diese Möglichkeit ausgeschlossen wäre, dann erst das empfindliche Metall-DM einschalten. Ob solche Umständlichkeit sich lohnt, ist zweifelhaft; denn die Flüssigkeits-DM scheinen für 0,4 v. T. bisher hinzureichen.

b) *Flüssigkeitsmanometer*. Ihre Form entsprach der Drucklibelle von 2° Neigung (Fig. 1a) (mindestens 2 cm lang) oder einem langen U-Rohr gleicher Neigung (das Instrument der Herren Grosskinsky und Scheuermann hatte eine Flüssigkeitslänge von 30 cm (Fig. 1c) oder einem U-Rohr mit einem wagrecht und einem senkrecht oder schräg ansteigenden Ast (Fig. 1b); das wagrechte Stück enthält das eine Ende der Flüssigkeit und eignet sich zur photographischen Aufzeichnung der Ausschläge, besonders auch für Druckaufnahmen an jeder Flasche für sich („Einzelausschläge“, adiabatische Kompression vgl. S. 10 und 50).

Die Rohrweite des DM ist mit 3 mm lichtem Dm günstig gewählt.

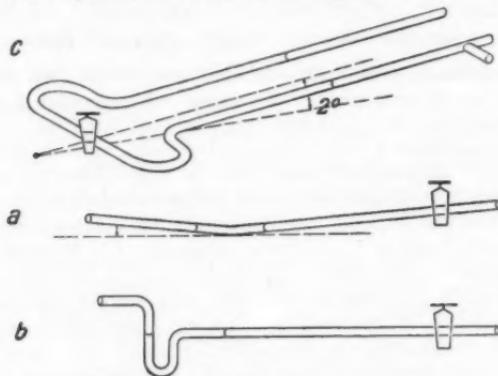
Der Dampfdruck der Flüssigkeit muß klein sein, so daß sie nicht merkliche Mengen Dampf in die Flaschen sendet. Bewährt hat sich Benzoesäureäthylester (spez. Gew. 1,06, Sdp. 212,9°); er benetzt gut, unterliegt aber im Feuchten der Hydrolyse und wird daher immer frisch verwendet.

1) Rezept für die Seifenlösung: 2 g Seife, 80 g Wasser, 60 g Glycerin.

2) Hrn. Zürn danken wir für die Ausführung der Versuche mit dem Lamellenmanometer. Er hat noch Messungen mit der Drucklibelle und mit einem langschenkligem U-Rohr, an  $\text{SO}_3$ , angestellt, über die später a. a. O. berichtet werden wird.

3) Ein hierfür besonders konstruiertes Metallmanometer wäre auch zu kostspielig gewesen.

Die Temperatur des DM, an sich unwichtig, muß nur während der Messungen konstant bleiben, um nicht durch Änderung der Oberflächenspannung oder der Dichte von Flüssigkeit und angrenzendem Gas das DM aus der Ruhe zu bringen. Deswegen wird es bis auf den Lichtweg in Watte verpackt, samt allen Zuleitungen.



Formen des Flüssigkeitsmanometers.

Fig. 1

Zur *Ableseung* wird die beobachtete Flüssigkeitskuppe in Durchsicht beleuchtet mit einem kleinen Spiegel vom Fenster her oder von einer kleinen, 2 m entfernten Glühlampe; zur photographischen Registrierung mit einer Bogenlampe, deren Wärmestrahlung durch einen Wassertrog geschwächt wird.

Zur *photographischen Aufnahme* des Ausschlagsverlaufs auf rotierendem Film wird die Kuppe des wagerechten Manometerastes mit einem Mikroskopobjektiv verschiedener Vergrößerung (12–300fach) auf die wagrecht liegende Zylinderlinse des 2–4 m vom DM entfernten Registrators projiziert. Die Filmgeschwindigkeit läßt sich von 2–800 cm und mehr in der Minute stufen. Mit Geschick und Erfahrung kann man die Kuppe selbst bei den starken Vergrößerungen (auf 0,1–0,2 mm) scharf auf den Film abbilden.

Die *Zeitmarke* gibt je nach Geschwindigkeit eine elektromagnetische Stimmgabel (50 Per./Sek.), deren Schatten eine Wellenlinie auf den Film zeichnet, oder ein alle 5 Sek. nach der Rennuhr ausgelöster Lichtblitz einer kleinen Glühbirne.

Als *Gegenatmosphäre* auf der anderen Seite des Manometers (zwecks Unabhängigkeit von äußeren Druckschwankungen) dient bei Versuchen mit adiabatischer Kompression (vgl. S. 50) die andere Flasche, für die Druckaufnahmen der einzelnen Flaschen bei der  $C_2$ -Heizung („Einzel-ausschläge“ vgl. S. 10) aber eine Glasbirne (rund 300 cm<sup>3</sup>), in einem mit Wasser (Wärmegewicht) und Watte (Vermeidung von Strömungen im Wasser) gefüllten, in Watte gepackten Leerwandbecher.

3. Empfindlichkeit und Genauigkeit der benutzten Manometer

1 mm Ester =  $0,0783 \text{ mm Hg} = 1,03 \cdot 10^{-4} \text{ Atm.}$

1 mm Ausschlag macht bei

$2^\circ$  Neigung  $7 \cdot 10^{-2} \text{ mm Ester} = 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ mm Hg},$

$12^\circ$  Neigung gibt  $\frac{1}{6}$ ,

$30^\circ$  Neigung oder ein Schenkel senkrecht, der andere wagerecht (zur Projektion auf den wagerechten Registratorspalt) entspricht  $\frac{1}{14,4}$  der Empfindlichkeit, die wir für  $2^\circ$  gleich 1 setzen.

Da die Ablesegenauigkeit  $\frac{1}{25}$  mm und neuerdings  $\frac{1}{150}$  mm beträgt (Ablesemikroskop mit Hilfsskale darin), so kann man als äußerstes

$$7 \cdot 10^{-5} \text{ mm Hg} = 10^{-7} \text{ Atm.}$$

$$\text{bzw. } 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ mm Hg} = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Atm.}$$

noch messen. Noch weiter zu gehen, hat keinen Sinn, da alsdann die Temperaturschwankungen zu großen Einfluß gewinnen.

Die bei der  $C_v$ -Messung benutzte Heizenergie beläuft sich höchstens auf etwa  $\frac{1}{4}$  cal, die 70 Liter um  $0,015^\circ$  (gleichmäßig) erwärmen würden. Das macht also im Ergebnis  $5,4 \cdot 10^{-5}$  Atm. Drucksteigerung.

Die

$10^{-7}$  Atm. Ablesegenauigkeit machen daran 2 v. T.

$1,7 \cdot 10^{-8}$  " " " "  $0,4$  v. T.

aus. Also ist die Empfindlichkeit der  $C_v$ -Messung gleich 2 v. T. bzw. im äußersten Fall 0,4 v. T.

Die  $C_v$ -Messungen haben diese Zahlen bestätigt.

Bemerkenswert ist, daß beim langen DM (30 cm, Leonhardt und Scheuermann) trotz der ursprünglich geringeren Ablesegenauigkeit zweifellos eine Empfindlichkeit und Reproduzierbarkeit von 0,4 v. T. des  $C_v$ -Wertes (d. h. eine so starke Abhängigkeit von einer Änderung der Ölfüllung) zu erreichen war.

b) Die Ausschläge der Manometer

1. Allgemeiner Verlauf; Zweck der Untersuchung

In den Flaschen werden Drucksteigerungen durch die Wärmemengen erzeugt, die durch Stromstoß in den Heizkörpern entwickelt werden. Ihre Wärmeabgabe ans Gas dauert eine gewisse Zeit, länger als der Stromstoß.

Da immerhin beide Heizkörper und ebenso auch Normier- und Meßgas stets verschieden sind, ist die Geschwindigkeit der Wärmeabgabe von der Folie ans Gas (Wölkchenausbildung) und damit auch der zeitliche Druckverlauf in den beiden Flaschen verschieden. Das DM soll den Verlauf der Druckdifferenz zwischen ihnen (Differentialausschläge) anzeigen.

Die Flasche mit der rascheren Wölkchenausbildung (meist die Ölflasche) „schlägt“ zuerst. Mittlerweile hat sich auch in der anderen Flasche ein Wölkchen entwickelt. Die Druckdifferenz geht zurück und zwar bis auf Null, wenn das Ölvolume richtig eingestellt ist. Hier bleibt es bei hinreichender Kleinheit oder Gleichheit der beiderseitigen Wärmeverluste, so lange beide Wölkchen gleichzeitig frei wandern, bis das eine (im allgemeinen Ölflasche, wo der Wölkchenweg kürzer) die obere Flaschenwand erreicht, so daß dann die andere Flasche stärker „schlägt“.

Die Kurve Ausschlag gegen Zeit ist also im einfachen Fall eine *S*-Linie, die mitten in der *S*-Krümmung eine Strecke weit auf der Nulllinie geschleppt ist.

Um die Deutung der Differentialausschläge zu prüfen, nimmt man den zeitlichen Druckverlauf in den Einzelflaschen („Einzelausschläge“) und den zeitlichen Temperaturverlauf in den Heizkörpern auf.

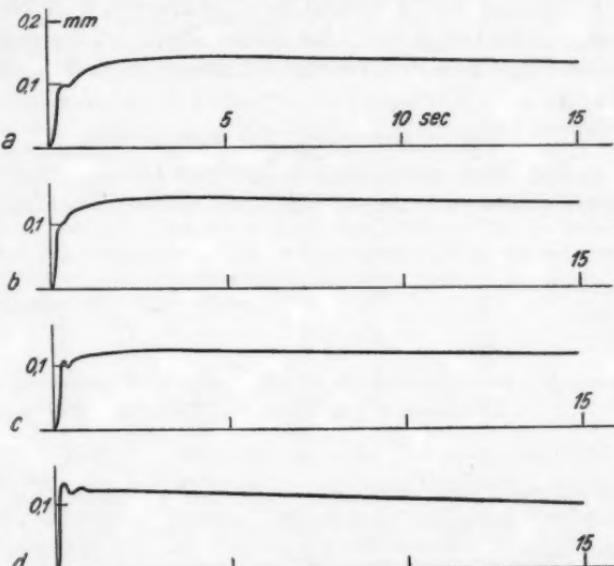
Das gibt ein Bild von Entstehung und Wanderung des Wölkchens. Über Wölkchenbeobachtungen mit Rauch wird a. a. O. berichtet werden.

## 2. Einzelausschläge. Das weitere Zeitgebiet des Meßmaximums

a) Die Messung von Einzelausschlägen hat den Zweck, allgemein den Druckverlauf in einer Flasche bei verschieden starkem Stromstoß und in verschiedenen Gasen so weit festzustellen, daß man das (weitere) Zeitgebiet des maximalen Drucks, wo also die maximale Wärmemenge im Gas ist (Wölkchen ausgebildet, noch frei wandernd) und *C<sub>v</sub>*-Messung stattfinden kann und soll, erfährt.

b) Die Spitze im Anstieg der dabei beobachteten Kurve (Fig. 2) röhrt von der Eigenschwingung der Manometerflüssigkeit und von der anfangs großen, dann nachlassenden Geschwindigkeit der Druckzunahme. Die Linie des mittleren Druckverlaufs kann man mitten durch die Spitzenschleife legen. Sie liegt in verschiedenen Gasen verschieden

hoch. Nimmt man ihre Höhe bei  $H_2$ , wo sie maximal ist, gleich 1, so wird sie bei  $N_2 + H_2$  (1:1) gleich  $\frac{4}{5} = \frac{6}{7}$ , bei  $CO_2$  und Luft  $\frac{3}{5} = \frac{9}{14}$ . Das ist übrigens für uns ohne Bedeutung. Die ersteren Gase haben eben während der ersten Schwingungshalbperiode dem Heizkörper schon mehr Wärme entzogen als die letzteren.



Einzelaußschläge, aus Photogrammen zusammengezogen  
(Meßflasche 3 Amp. primär). Ordinate mm Estersäule;

a)  $CO_2$ ; b) Luft; c)  $N_2 + H_2$  1:1; d)  $H_2$ .

Fig. 2

γ) Vergleichung der Ausschlagskurven mit den Temperatur-Zeithkurven für die Heizkörper ist nicht uneingeschränkt zulässig. Denn die Strom- und Abkühlungsverhältnisse waren verschieden; die Druckkurve ist am  $C_v$ -Apparat selbst aufgenommen, während die Temperaturkurven mit einer elektrisch und räumlich nur ziemlich ähnlichen Anordnung (schon eine geringe Verschiedenheit der Foliedicke übt z. B. bereits Einfluß) gemacht wurden.

Ferner ist in der Druckkurve auch der zeitlich abnehmende Kompressionswärme-Verlust an die Flaschenwand und das Nachhinken des Manometers (rund bis  $\frac{1}{4}$  Sek.) enthalten.

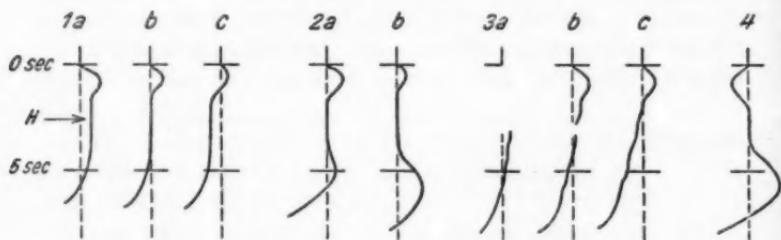
δ) Das Maximum des Manometeraußschlags ist (abgesehen von  $H_2$ ) frühestens nach etwa 3 Sek. erreicht. Am Heizkörper

war in Luft nach etwa 2 Sek. auf 1—5 v. H. genau keine Mehrtemperatur mehr zu erkennen. Aber nach dieser Zeit steigt der Einzelausschlag noch um 5—10 v. H., ehe er sein Maximum erreicht hat.

s) Die Zeit für das Maximum der Kurven liegt im allgemeinen zwischen 2 und 6 Sekunden. Damit ist die eingangs gestellte Frage nach dem weiteren Zeitgebiet des Meßmaximums beantwortet.

### 3. Differentialausschläge. Das engere Zeitgebiet

a) Das Manometer für die Einzelausschläge ergab nur das aus jedem von diesen ableitbare weitere Zeitgebiet des



Differentialausschläge (Meßflasche schlägt nach l, Ölflasche nach r), schematisch nach subjektiver Beobachtung.

Fig. 8

Druckmaximums. Das Differentialmanometer war eine Größenordnung empfindlicher und zeigt das für die Messung von  $C_v$  maßgebende engere Zeitintervall gleichzeitigen Wanderns beider Wölkchen an. Sein Ausschlag entspricht einer Differenz von Einzelausschlägen einander entgegengeschalteter Flaschen. Fig. 3 gibt einige subjektiv gemachte Aufnahmen davon ( $1/2$ -Sek.-Metronom als Zeitmarke).

Steigen die Drucke in beiden Flaschen um gleich viel, so sieht man eine Haltestrecke  $H$  (vgl. 1., 2. und 4.); sind sie außerdem gleich groß, so liegt die Haltestrecke auf der Nulllinie (1b, 2., 4); dies muß man mit Variation der Ölmenge erreichen.

Das erste Stück des Ausschlags entspricht (bei 1—3) der (an diesem Apparat zufällig) schnelleren Druckentwicklung in der Ölflasche. Es kehrt dann stets auf Null zurück. Das zweite darauffolgende Ausschlagen (2a) kommt bei manchen Anordnungen vor. Tritt das Meßflaschenmaximum erst später (Sek. 5) auf als das der Ölflasche (Sek. 3), so sehen die Ausschläge wie 3. aus. Sie sind zur  $C_v$ -Messung nicht

ohne Kritik brauchbar; darüber, ob man hier auch den Nullschnitt zur mittleren Zeit (Sek. 4, 3b) gelten lassen darf, und über verschiedene Ausschlagstypen in extrem verschiedenen Gasen ( $\text{CO}_2$  und  $\text{CH}_4$ ) später a. a. O.

Allenfalls lässt sich durch andere Energie- und Volumenstufung der Ausschlag bessern, weil sich eine absolut größere Wärmemenge verhältnismäßig schneller entwickelt als eine kleine. Andere stets verwendbare Verbesserungsmethoden vgl. S. 21.

Ein Vertauschen des großen DM von Grosskinsky-Scheuermann (30-cm-Säule) gegen ein kurzes (3 cm) hat am subjektiv beobachteten Differentialausschlag nur die Amplitude verstärkt. Die allgemeine Frage, ob Veränderungen am DM (Flüssigkeitslänge, Neigung) den gemessenen  $C_v$ -Wert des Meßgases auf dem Weg über eine Ausschlagsänderung beeinflussen, ist zum mindesten für den beschriebenen Fall zu verneinen. Sie lässt sich natürlich auch unmittelbar durch  $C_v$ -Messung mit verschiedenen Manometern beantworten, indem eben dann diese gleiche oder verschiedene  $C_v$  liefern werden.

### 3. Der brauchbare Zeitabschnitt; die richtige Ausschlagsform; die Leistungsgrenze der Manometrie

Der Zeitabschnitt, wo das DM den Ausschlag Null anzeigt, ist dann als Meßmoment im Sinne der Berechnungsweise der  $C_v$ -Methode definiert, wenn bei den jetzigen Bedingungen etwa 2—4 Sek. nach Beginn des Stromstoßes Schleppung auf der Nulllinie eintritt, nach einem einseitigen Erstausschlag und gefolgt von einem anderen Ausschlag.

Man kann dies beim ersten Teil des Doppelversuchs durch geeignete Ölfüllung und Strombemessung stets erreichen. So weit die (mittlere) spezifische Wärme des Meßgas(gemisches) noch in den Meßbereich des Apparats (Volumenstufbarkeit in der Ölflasche) fällt, lässt es sich auch im zweiten Teil oft erzielen. Gelingt es hier nicht, weil die Wölkchenbildung in beiden Teilen des Doppelversuchs zu verschieden ist, so hat man mit 2 Transformatoren und ungleichzeitigen Stromstoßen (S. 19) zu arbeiten oder die Mischmethode heranzuziehen, das Meßgas also durch Mischung mit einem nach der anderen Seite abweichenden Gas, dem Normiergas hinreichend anzuähneln und dann zu messen.

Unter gewissen Bedingungen kann man auch mit Nullschnitt arbeiten (später a. a. O.).

Die Leistung des wenig gedämpften und nicht sehr trägen Flüssigkeits-DM, das man zweckmäßig benutzt, ist so gut, daß man auf 0,4 v. T. an  $C_v$  kommt.

Wo die  $C_v$ -Messung diese Grenze nicht erreicht hat, da konnte das nur an anderen Faktoren liegen, aber nicht an der unzureichenden Leistung des Manometers.

## II. Teil: Die Genauigkeit der Konstanz der Wärmemengen innerhalb eines Doppelversuchs

Sie hängt von der „Konstanz“<sup>1)</sup> der Heizung und von der der Verluste ab.

Zu ihrer Beurteilung bedarf man der mindestens genäherten Kenntnis des absoluten Betrags der bei einem Versuch benutzten Heizwärme:

### Absolute Heizwärmemessung

#### 1. Versuchsanordnung und Methode

*Versuchsanordnung* und *Methode* ergeben sich aus Fig. 4. Soweit möglich, gleichen die Abmessungen denen bei der  $C_v$ -Messung.

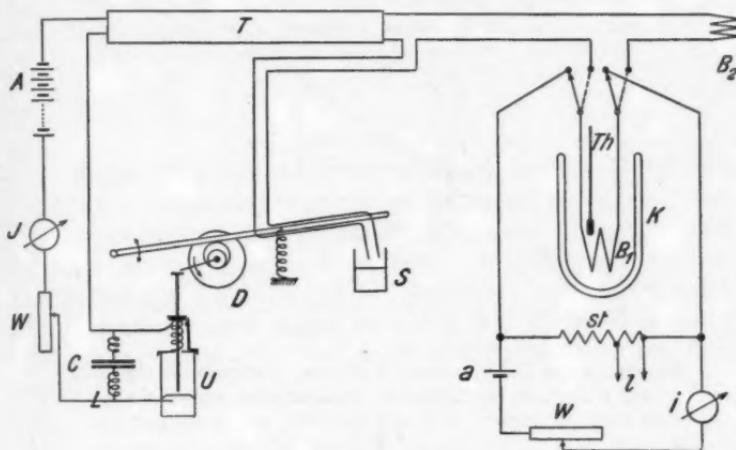
#### 2. Einzelangaben über Eichung und Messung; Ergebnisse und Genauigkeiten

Das kleine mit Benzoesäureäthylester (Dampfdruck und spezifische Wärme klein) gefüllte Kalorimeter wurde mit 0,5, 0,4, 0,3, 0,2, 0,15 Amp. Strom im Eichwiderstand geeicht; die Spannungen an ihm ergab eine Lindeckschaltung. Die Eichkurve stellt die Temperatursteigerung/Minute gegen die Amp. bzw. gegen die cal/min dar (vgl. Fig. 5).

In der Hauptperiode gingen durch  $B_1$  in der Minute je 30 Öffnungsstromstöße. Vergleichung dieser Kurven mit der Eichkurve lieferte die Abhängigkeit der mittleren *Energie* (*cal*) eines Stromstoßes von der Primärstromstärke (vgl. Fig. 6 und Tab. 1).

1) „Konstant“ bedeutet weiterhin, daß hinreichende Gleichheit der betr. Größe zwischen Normier- und Meßversuch besteht.

Vor-, Haupt- und Nachperiode der Messungen währten 10—20 Min. Die erste Nachperiode ward zugleich Vorperiode für die folgende Messung usf.



Versuchsanordnung zur Messung der Heizwärme.

Fig. 4

Primärkreis: *A* Akkumulatorbatterie 30 Volt; *J* Amperemeter; *W* Regulierwiderstand; *U* Hg-Unterbrecher; *L* Selbstinduktion; *C* Kondensator 0,2 MF; *T* Transformator.

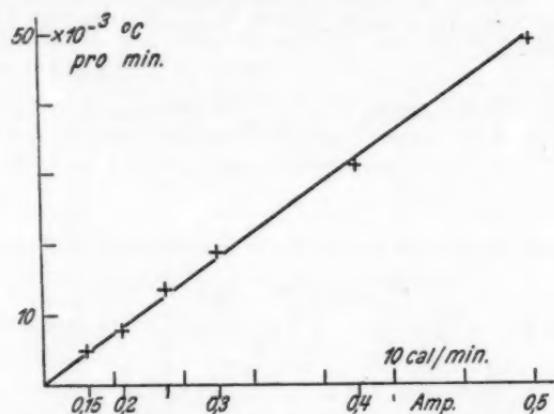
Sekundärkreis: *S* Hg-Schließkontakt; *B<sub>1</sub>* Heizkörper in *K* Kalorimeter (mit Rührer, Füllung 602 g Benzoesäureäthylester); *Th* Beckmannthermometer  $\frac{1}{1000}^{\circ}\text{C}$  geteilt (mit Klopfer); *B<sub>2</sub>* Heizkörper in Luft.

Eichkreis: *B<sub>1</sub>* Heizkörper (als Eichwiderstand); *a* Akku-Batterie 4 Volt; *w* Regulierwiderstand; *i* Milli-Amperemeter; *s* Stöpselrheostat 10000 Ohm, davon 300 Ohm abgezweigt zum *l* Lindecker-Kompensationsspannungsmesser (Siemens-Halske).

*B<sub>1</sub>* sind 4 hintereinander geschaltete Pt Streifen von  $80 \cdot 4 \cdot 0,003$  mm mit zusammen 3,96 Ohm, auf einem Glasgerüst und diente als Versuchswie auch als Eichwiderstand.

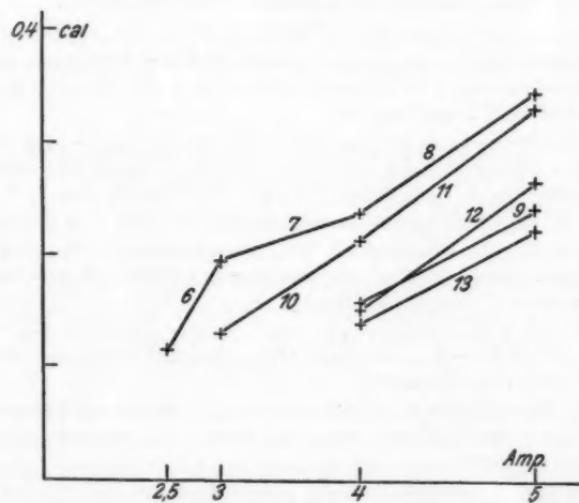
*B<sub>2</sub>* sind 3 ebensolche Streifen von 90 mm Länge, dachförmig aufgehängt, mit zusammen 3,27 Ohm und kann in Serie oder parallel zu *B<sub>1</sub>* geschaltet werden.

Daß nur die Induktionsstöße von der Unterbrechung, nicht auch die von der Schließung des Primärstromes, ins Kalorimeter gelangten, wurde dadurch erreicht, daß *S* sich automatisch öffnet, bevor der Nocken an der drehbaren Scheibe *D* den *U* herabdrückt, und *S* sich schließt, bevor *U* ausgelöst wird und durch mechanisches Herausreißen des Stiftes den Primärstrom unterbricht.



Eichkurve des Kalorimeters. Ordinate: Temperatursteigerung des Kalorimeters. Abszisse: Quadratische Ampereskala.

Fig. 5



Heizwärme pro Stromstoß gegen Primärstromstärke als Abszisse.  
Bei Versuch 6, 7, 8, 10, 11 liegen  $B_1$  und  $B_2$  in Serie.  
" " 9, 12, 13 " " parallel.

Fig. 6

Tabelle 1

$J$ Amp.	$B$ parallel	$B$ in Serie cal/Stromstoß	$10^8 \cdot \text{cal}/J^2$
2,5	—	0,09	13,1
3	—	0,13	14,5
4	0,15	0,28	14,4
5	0,25	0,34	13,6

Jeder Punkt der Kurven in Fig. 6 ist ein Mittel aus mindestens zwei derart einander folgenden Messungen (also 600 Stromstoßen). Sie stimmen miteinander jeweils besser überein als mit anderen Versuchen. Die Differenzen bleiben, außer bei den beiden ersten von Versuch 6 und 7, noch unter 10 v. H. Der Transformator erwärmt sich in 20 Minuten um 2°. Daraus berechnet sich weniger als 1 v. H. Änderung der Heizwärme.

### 3. Gegenseitiger Einfluß der Heizkörper $B_1$ und $B_2$

Bei Versuch 13 tauchte  $B_2$  auch in Ester. Die Werte unterscheiden sich hier sinngemäß, aber (trotz der Kühlung in Flüssigkeit) sogar noch innerhalb der Versuchsfehler, von denen, die Versuche 12 bei sonst gleicher Anordnung ergeben hatte:

Sinken bei parallel liegenden Heizkörpern Temperatur und Widerstand von  $B_2$  durch bessere Wärmeableitung während des Stromstoßes, so fließt weniger Energie nach  $B_1$  und in das Kalorimeter.

### 4. Berechnung der Heizenergie aus Einzelausschlägen

Die am  $C_v$ -Apparat selbst benutzte Heizenergie wurde später aus Einzelausschlägen, und zwar aus ihren Druckmaxima bestimmt (vgl. S. 11) zum Vergleich mit den Kalorimeterergebnissen.

Auf gleiche Primärstromstärken bezogen, ist die Heizenergie noch kleiner (rund die Hälfte) als die kalorimetrische. Dieser Unterschied kommt von dem der Widerstandsverhältnisse im Sekundärkreis (Heizkörper- und Transformatorwiderstände) zwischen  $C_v$ -Messung und kalorimetrischer Messung, und davon, daß das Übersetzungsverhältnis des  $C_v$ -Transformators kleiner war als das des Kalorimetertransformators.

Auch die Einzelausschläge (Fig. 2) zeigen übereinstimmend, daß bei unseren Versuchsanordnungen die Heizenergie der Öffnungsstromstoße dem Quadrat der Primärstromstärke nahe proportional ist.

### 5. Zahlenangaben

Einige *Zahlenangaben* erläutern die Größenbeträge. Zuerst ein Beispiel: Film Nr. 4 ( $\frac{1}{s}$  Amp. Meßfl. Luft). Maximalhöhe des Ausschlags auf dem Registrierfilm 38 mm; Vergrößerung 1 : 265; also Höhenverschiebung der Estersäule im Manometer  $0,143 \text{ mm} = 1,46 \cdot 10^{-5} \text{ Atm}$ . Das Gasvolumen 70 Liter erfährt also eine Temperatursteigerung von  $4,38 \cdot 10^{-3}$  Grad C. Das entspricht einer Energie von 0,07 cal.

Die Gleichung für die Mittelung von  $C_v$  zwischen Mantel und Wölkchen<sup>1)</sup> gibt damit selbst bei Einsetzung viel zu hoher Temperatur des  $\frac{1}{4}$  l groß angenommenen Wölkchens, und eines extrem großen Temperaturkoeffizienten von  $C_v$  einen äußerst kleinen, vom Wölkchen stammenden Mehrbetrag am mittleren  $C_v$  (gegen das  $C_v$  des Mantels). Er überschreitet dann die Fehlergrenze erst um ihren eigenen Betrag 0,4 v. T. Also ist ganz gewiß, daß als Bezugstemperatur von  $C_v$  einwandfrei die Manteltemperatur genommen werden darf, und weil sie allein scharf meßbar ist, auch genommen werden muß. Ihr absoluter Betrag aber, auf den es ankommt, ist doch im allgemeinen nur auf  $0,1^\circ$  genau angebar, so daß die eben angestellte Erwägung a fortiori gilt.

Notiz über *Widerstands beträge*.

Heizkörper Meßfl. . . . .	8,12 Ohm,	Heizkörper $B_1$ . . . . .	8,96 Ohm,
" Ölfl. . . . .	8,89 "	$B_2$ . . . . .	8,27 "
$C_v$ -Transform. . . . .	0,65 "	Kalorim.-Transform. .	0,88 "

Der erstgenannte Heizkörper macht also am Gesamtwiderstand  
42 v. H.    49 v. H. aus.

Die Transformatoren haben folgende Widerstände:

alter ( $C_v$ -)Transf. prim. 1,37 Ohm,	neuer (Kalorim.)-Transf. prim. 1,48 Ohm,
sek. 0,65 "	sek. 0,88 "

Übersetz. Verh. wäre 0,47 "    0,6 "  
falls sich die Windungszahlen wie die Widerstände verhalten, was genähert der Fall ist.

### 6. Zusammenfassung

- a) Mit 0,25—0,05 cal als *größter bzw. kleinster Heizenergie* zu rechnen, genügt für unsere Überschlags- und Korrektionsrechnungen; wir messen  $C_v$  mit etwa 2—4 Amp. Primärstrom-

1) Gleichung (10) bei M. Trautz, a. a. O. S. 477.

stärke; ihrem Quadrat sind diese Heizenergien nahe proportional.

b) Die Temperaturänderungen im Gas bei der  $C_v$ -Messung (im Meß-Zeitgebiet) bleiben also allesamt so klein, daß

a) alle Korrekturen auf ideales Gas so anzusetzen sind wie für das Mantelgas<sup>1)</sup>;

b) die Bezugstemperatur des ermittelten  $C_v$  mit der des Mantelgases genauer zusammenfällt, als der absolute Betrag der letzteren gemessen werden kann, also jedenfalls genauer als  $0,1^\circ\text{C}$ .

#### A. Konstanz der Heizung

Grundsätzlich erzielt man sie durch „Konstanz“ des Magnetfeldes, das die Energie enthält, und durch „Konstanz“ der Widerstände. Praktisch aber hat man mit Abweichungen von der „Konstanz“ zu tun.

##### 1. Anordnungen zur Erzielung der Konstanz des Feldes und der Widerstände ( $C_v$ -Meßpraxis)

###### a) Anordnung und Abmessung

Eine bisher benutzte Anordnung zur  $C_v$ -Messung zeigt Fig. 7 (vgl. a. w. u. S. 20). Zur Heizung dient der *Öffnungsstromstoß des Transformators*. Deshalb muß der Primärstrom vor der Unterbrechung konstant sein, die letztere jeweils gleichartig betätigt werden, und der „Widerstand“ des Sekundärkreises konstant sein.

Da die Energie praktisch ganz im Magnetfeld des Transfomators liegt, so ist sie gut reproduzierbar bei den Stromstößen.

Der *Transformator* vom Übersetzungsverhältnis etwa 1, hat schweren Eisenkern und ausreichenden Drahtquerschnitt, geeignete Kapazität und Selbstinduktion parallel zum Unterbrecher.<sup>2)</sup>

Der zylindrische Eisenkern ist laminiert, 110 cm lang, von 14 cm Dm. Beide Windungen bestehen aus 2 mm dickem Draht, durch Ölpapier getrennt. Widerstand primär 1,37, sekundär 0,65 Ohm.

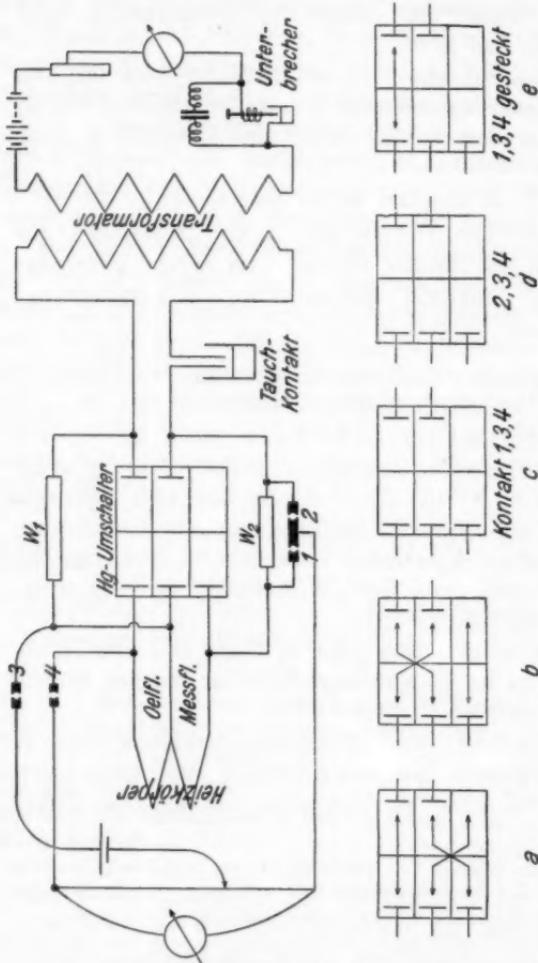
Den Primärstrom liefert eine Akkumulatorenbatterie von 30 Volt, die dafür allein benutzt werden soll. Die Stromstärken lagen bei den

1) M. Trautz, a. a. O.

2) M. Trautz, Lehrb. d. Chem. II. S. 37, sollte in Fig. 226 der Kondensator zum Unterbrecher, nicht zum Transformator parallel liegen.

verschiedenen Vorarbeiten zwischen 0,5 und 7 Amp., für die  $C_v$ -Messung zweckmäßig in der Gegend von 2–4 Amp.

Der elektromagnetisch ausgelöste Unterbrecher wirkt durch Herausreißen eines Eisenstabes aus ölbedecktem Hg.



Alle Leitungen (Cu-Draht, 2 mm dick) liegen fest, sind tunlichst verlötet oder verschraubt.

Die Heizkörper haben einstweilen die bekannte Form [dachförmig nebeneinander gespannte 100 mm lange, 4 mm breite, 0,003 mm dicke

$W_1$  zum einen Heizkörper parallel, bei Parallelschaltung liegt  $W_2$  vor dem anderen Heizkörper.

Schaltung bei Messung von  $C_v$  (a Heizkörper in Serie, b parallel) und von Widerstandsverhältnis der Heizkörper (c) und ihrer Stromzweige (d Parallel, e Serienachschaltung).  $W_1$  und  $W_2$  Zusatzwiderstände; alle Steckkontakte sind bei  $C_v$ -Messung gezogen und werden nur zur Widerstandsmessung gesteckt. Hg-Tauchkontakt wird nur zum Öffnungstrom bei der  $C_v$ -Messung geschlossen. Die Pfeile bedeuten die Verbindungen durch die Hg-Heber. Bei Serienschaltung liegt  $W_1$  zum einen Heizkörper parallel, bei Parallelschaltung liegt  $W_2$  vor dem anderen Heizkörper.

Fig. 7

Pt-Foliestreifen<sup>1)</sup>] und werden besser aus blanker Pt-(33 v. H.), Ag-(67 v. H.) Legierung gemacht.

Ein Hg-Umschalter im Sekundärkreis erlaubt die beiden Heizkörper in *einem* Handgriff zwischen parallel und Serie umzuschalten, gleichzeitig mit Umschaltung der Zusatzwiderstände, ohne daß Drahtverbindungen gelöst, also Widerstände geändert werden (vgl. S. 23). Er besteht aus 6 zu  $\frac{3}{4}$  mit Hg gefüllten Glaströgen, wobei drei Hg-gefüllte Glasheber (10 mm lichte W.) als Stromschlüssel eintauchen. 1 cm breite Cu-Blechstreifen führen den Strom zu. Eine Glashaube deckt das Ganze.

Die Widerstände im Sekundärkreis haben folgende Beträge:

Transformator . . . . .	0,65 Ohm	Gesamte Leitung (16 m) . . . . .	0,1 Ohm
Heizkörper Ölfl. . . . .	8,69 "		
" Meßfl. . . . .	3,12 "		

#### Zusatzwiderstände:

Präzisionsrheostat bis 1100 Ohm, Teilung 0,10 Ohm ( $W_1$  in Fig. 7),  
 " " 11 " " 0,01 " ( $W_2$  " " 7).

Mit 300 bzw. 0,8 Ohm kommt man aus.

#### b) Schaltungen

Im einfachsten bisher allein angewandten Fall geht ein Stromstoß gleichzeitig durch beide parallel oder in Serie liegende Heizkörper. So ist das in Fig. 7.

Es gibt aber Gaspaare (vgl. S. 10ff.), wo es vorteilhaft oder nötig ist, die Stromstöße zu verschiedenen Zeiten („zeitlich gestuft“) in die Flaschen zu schicken.

Für diesen zweiten Fall dient entweder die gleiche Batterie für beide Stromstöße, von denen aber der zweite so stark verzögert sein muß, daß bei seinem Beginn die Wirkungen des ersten im Netz ganz erloschen sind.

Oder man trennt die Stromkreise beider Flaschen, nimmt also 2 Batterien. Die zeitliche Verzögerung kann hier beliebig sein.

Das ist mit 2 Transformatoren an Luft durch Hrn. Zürn (vgl. a. a. O.) untersucht worden. Man hat damit die Möglichkeit stets brauchbare Ausschlagsformen zu erhalten.

Wir betrachten hier nur den erstgenannten einfachsten Fall. Die „Konstanz“ des Heizenergieverhältnisses der beiden Flaschen zwischen Normier- und Meßversuch ist hier einfach zu erreichen; denn sie hängt da allein vom Widerstandsverhältnis der beiden Heizkörper ab.

Die Schaltung für diesen Fall und die Brückenschaltung zur Überwachung der Heizkörperwiderstände zeigen die Fig. 7.

1) M. Trautz, Lehrb. d. Chemie II S. 36. Fig. 225.

c) Stufung von Heizverhältnis und Heizung;  
Normier- und Meßversuch

a) Grundzüge der praktischen Ausführung

$\alpha_1$ ) Prinzip

$C_v$  ist verschieden zwischen Meßgas und Normiergas. Daher und insoweit sind Meßvolumen und Normiervolumen der Luft in der Ölflasche auch verschieden. Das dient zur  $C_v$ -Messung. Dabei wird die Ersetzung des Normiergases durch das Meßgas in der Meßflasche durch Ölfüllungsänderung in der Ölflasche kompensiert in der Wirkung auf das DM.

$\alpha_2$ ) Heizverhältnisstufung (Ölkapazität).

Dieser Ölmengenstufung ist durch die Abmessungen der Ölflasche eine Grenze gezogen. Um sie ausnützen zu können, wählt man die Normierstellung des Öls in der Meßflasche so, daß für den Meßversuch der nötige Spielraum an Öl bleibt. Die Gasmenge in der Ölflasche ist also allgemein nicht der Normiergasmenge in der Meßflasche gleich. Sondern die Nullstellung des DM wird durch Variation des Energieverhältnisses, d. h. des Stromstärkeverhältnisses zwischen beiden Flaschen, und das letzte Stück (vgl. S. 22) durch kleine Öl Mengen, im Normierversuch erreicht. Man macht dies durch Zusatzwiderstände  $W_1$  bzw.  $W_2$ , bei Parallel- oder bei Serienschaltung der Heizkörper (vgl. Fig. 7 und S. 53).

$\alpha_3$ ) Absolute Heizungsstufung (Empfindlichkeit)

Man muß aber auch die absolute Energiezufuhr, also die gesamte Primärstromstärke stufen können, um Meßgasen großer Wärmekapazität so viel mehr Strom zuführen zu können, daß die Empfindlichkeit des DM hinreicht. Dieser Strom muß also schon im Normierversuch verwendet werden; man stellt ihn mit den Zusatzwiderständen ein.

$\beta$ ) Einzelheiten der Meßpraxis

Betrachten wir jetzt die Praxis in den nötigen Einzelheiten:

Mit  $W_1$  und  $W_2$  (Fig. 7) in der bisherigen Anordnung kann man den Einfluß einer Stromstärkeänderung oder von Parallel- bzw. Serienschaltung auf  $C_{v\text{roh}}$  an derselben Gasfüllung und bei fast oder ganz gleichem Heizverhältnis feststellen. Das ist nötig; denn z. B. bei Be-

ladung einer Gasfüllung mit Dämpfen fällt ihre Zusammensetzung von Füllung zu Füllung ungleich aus.

Ohne Zusatzwiderstände (und ohne Hg-Schalter) müßte man an jedem Normierversuch jeweils den zugehörigen Meßversuch anschließen, ohne dazwischen an der elektrischen Schaltung etwas ändern zu dürfen.

Mit den Zusatzwiderständen aber kann man die Normierversuche verschiedener Doppelversuche hintereinander durchführen mit verschiedenen Schaltungen und Stromstärken, und danach die zu diesen Normierversuchen gehörigen (d. h. je mit gleicher Schaltung, Stromstärke und Widerstand durchgeführten) Meßversuche machen.

Ziehen und Neueinstecken, sogar festes und loses Stecken aller Stöpsel in  $W_1$  und  $W_2$  bringt, wie Versuche lehrten, keine merkliche Ausschlagsänderung im Verlauf eines Doppelversuchs mit sich; ebensowenig die Umschaltung mit dem Hg-Schalter.

Geht man derart zu anderen Schaltungen und Stromstärken über, so soll man doch dabei zugleich das Ölvolume möglichst wenig ändern sonst bleibt das Manometer längere Zeit unruhig (Öltemperatur).

Die Zusatzwiderstände ließen sich aber nicht so fein stufen, daß man damit bis auf 0,4 v. T. (an  $C_v$ ) hätte regeln können. Diesen letzten kleinen Betrag stellt man daher doch mit Öl (Mengen unter 1 Liter) ein.

In praxi verfährt man bei den Normierversuchen z. B. so:

1a) Einstellen des Ölvolume bei 3 Amp. und Parallelschaltung, auf ein bestimmtes  $W_2$ ,

1b) Umschalten mit Hg-Umschalter auf Serienschaltung; Einstellen von  $W_1$  so genau als möglich; den unter 1 Liter liegenden Rest mit Öl einstellen.

2a) Zu Parallelschaltung übergehen; bei 4 Amp.  $W_2$  möglichst genau einstellen, den Rest mit Öl.

2b) Wieder bei Serieneinschaltung mit 4 Amp.  $W_1$  einstellen, den Rest mit Öl.

Zu jedem dieser 4 Normierversuche gehört durch bestimmte Stromstärke, Schaltung und Widerstände ein bestimmtes Energieverhältnis und ein bestimmtes Luft (Normier-) Volumen in der Ölfasche. Mit jedem von diesen 4 Energieverhältnissen (reproduziert durch die beim Normierversuch verwendeten Stromstärken, Schaltungen und Widerstände) werden dann später die 4 Meßversuche gemacht, wovon jeder sein bestimmtes Meßvolumen ergibt. Jeder von diesen 4 Meßversuchen bildet mit seinem zugehörigen (unter den gleichen Verhältnissen angestellten) Normierversuch einen Doppelversuch. Das Verhältnis eines Meßvolumens zum zugehörigen Normervolumen gibt das gesuchte Verhältnis von  $C_v$ -Meßgas zu  $C_v$ -Normergas an.

Die 4 Doppelversuche stellen somit vier einzelne, voneinander in der besprochenen Hinsicht unabhängige  $C_v$ -Messungen am selben Gas dar.

Bei allen in diesem ersten Abschnitt besprochenen Verfahren haben wir angenommen, daß das Heizverhältnis der beiden Heizkörper konstant bleibe, wenn man die äußereren Bedingungen für Stromzufuhr und Stromleiter konstant hält. Der Berechnung haben wir die Annahme der Konstanz dieser und aller anderen, bei Inkonstanz  $C_v$  entstellenden Größen zugrunde gelegt. In Wirklichkeit sind aber diese Bedingungen nicht ganz erfüllt, so daß Abweichungen vom Grundprinzip der Messung auftreten.

## **2. Die Abweichungen vom grundsätzlichen Heisverfahren**

Sie können in „Inkonstanz“ des Feldes oder der Widerstände liegen.

### **a) Inkonstanz des Feldes innerhalb eines Doppelversuchs**

Eine Abhängigkeit des  $C_v$  von der Primärstromstärke kommt daher, daß die Heizkörper und ihre Gasumgebung nie gleich sind. Sie ist um so größer, je mehr sich die Schicksale der Heizkörper schon während einer Hälfte eines Doppelversuchs, d. h. zwischen Öl- und Meßflasche voneinander unterscheiden. Die Primärstromstärke muß also hinreichend reproduzierbar eingestellt werden können; wie genau, das hängt von verschiedenen apparativen Größen ab; die Genauigkeit darf um so geringer sein, je symmetrischer die beiden Hälften des Sekundärkreises sind, insbesondere was Heizkörperwiderstand und Meßgasnatur anlangt. Wie groß die Abhängigkeit vom Primärstrom ist, wie genau man ihn einstellen muß, läßt sich leicht feststellen:

Muß man z. B. bei Variation des Primärstroms von 4 auf 3,5 Amp. das Normervolumen von 70 Liter um 0,7 Liter = 1 v. H. verkleinern, um wieder Nullauschlag am DM zu bekommen, so wird man zwischen 4 und 3,5 Amp. das Normervolumen auf 0,4 v. T. (der Fehlergrenze) konstant erhalten mit einer Einstellgenauigkeit des Primärstroms auf  $\frac{1}{15}$  von der Differenz 0,5 Amp. (also auf 0,02 Amp.). Der Präzisionsstrommesser und ein kreuzgewickelter Doppelschiebewiderstand erlauben noch auf 1 bzw.  $\frac{1}{2}$  Milli-Amp. einzustellen.

Dem Beispiel ist bereits starke Verschiedenheit der Heizkörperwiderstände zugrunde gelegt (ungefähr 15 v. H.)

Ein an  $C_v$  merklicher Einfluß der Temperatur des Eisenkerns auf das Feld kommt nicht mehr in Frage.

b) „Inkonstanz“ der Widerstände innerhalb eines Doppelversuchs

a) Infolge Änderung des Außenwiderstandes

a<sub>1</sub>) Ideale Anordnung ohne Zusatzwiderstände

Der Außenwiderstand, d. h. der außerhalb der Flaschen liegende Teil des Sekundärkreises kann seinen Widerstand *so* ändern, daß das Verhältnis der Heizenergien beider Flaschen jeweils in beiden Teilen eines Doppelversuchs verschieden wird. Auf die „Konstanz“ dieses Verhältnisses kommt es aber gerade an.

Die Änderungen können durch lose Kontakte oder durch Temperaturänderungen der beteiligten Widerstände entstehen. Letztere sind möglich, weil beide Teile eines Doppelversuchs im allgemeinen an aufeinanderfolgenden Tagen stattfinden (4 v. T. Änderung pro Grad bei Cu oder Pt).

In Betracht kommen nur Außenwiderstandsänderungen der Leitungsteile, die bei einer Messung nicht den Stromzweigen beider Flaschen gemeinsam sind und auch nur in *dem* Maß, als sie die beiden Stromzweige *verschieden* treffen. M. a. W. die Reproduzierbarkeit wird dann eben schon gestört sein, wenn die „mittleren“ Widerstände der Stücke, die beiden Stromzweigen *nicht* gemeinsam sind, sich zwischen beiden Teilen des Doppelversuchs um mehr als 0,4 v. T. ihres Betrags unterscheiden. Das wäre überhaupt nur bei Parallelschaltung möglich; da die nicht gemeinsamen Stücke des Außenwiderstands nur sehr kleine Anteile an den Stromzweigen ausmachen, fallen die durch ihre Temperaturänderung erzeugten Widerstandsänderungen in die Fehler.

So wird z. B. eine Änderung der Transformatortemperatur in *den* Fällen nichts ausmachen, wo nur einer benutzt wird bei gleichzeitigem Stromstoß durch beide Heizkörper; die Wirkung käme nur der einer geringen Variation des Primärstroms gleich (vgl. S. 24). Aber auch noch bei ungleichzeitigen Stromstoßen macht sie nichts aus, da sich die Temperatur in den Sekunden der Verzögerung nicht so stark ändert (vgl. a. a. O.).

Man wählt vorteilhaft den Außenwiderstand im Verhältnis zu dem der Heizkörper so klein als möglich (vgl. a. S. 34).

a<sub>2</sub>) Verwendung von Zusatzwiderständen

Die Verwendung von Zusatzwiderständen bringt nichts Neues: Die „mittleren“ Widerstände der Stromzweige müssen

auf 0,4 v. T. ihres Betrags konstant sein. Die Zusatzwiderstände erschweren dies nicht.

Ihr Temperaturkoeffizient (Manganin) ist nur  $\frac{1}{300}$  von dem für Cu oder Pt; der Vorschaltwiderstand ist nur sehr klein im Verhältnis zu dem des zugehörigen Heizkörpers; der Nebenschluß nimmt nicht viel vom Strom auf,  $\sim \frac{1}{5} - \frac{1}{10}$  und weniger.

*β) Veränderung der Heizkörperwiderstände innerhalb eines Doppelversuchs*

Die Konstanz des Heizenergieverhältnisses auf 0,4 v. T. verlangt Konstanz des Widerstandsverhältnisses der Heizkörper auf 0,4 v. T. Diese kann durch Änderung der FlaschenTemperaturen oder durch verschiedene Kühlwirkung der Meßgase gestört werden.

*β<sub>1</sub>) Änderung der FlaschenTemperaturen*

Der Einfluß aufs Widerstandsverhältnis ergibt sich aus Gleichung (1), worin  $W$  und  $t$  die Widerstände und Flaschen-temperaturen,  $\alpha$  die mittleren Temperaturkoeffizienten des Heizkörperwiderstandes über die Temperaturzuwächse  $t_1' - t_1$  und  $t_2' - t_2$ .

	Ölflasche	Meßflasche
Normierversuch . . .	$W_1 \quad t_1$	$W_2 \quad t_2$
Meßversuch . . .	$W_1' \quad t_1'$	$W_2' \quad t_2'$

$\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$

Dann sollte das Widerstandsverhältnis  $W_1'/W_2'$  im Meßversuch dem im Normierversuch  $W_1/W_2$  gleich sein. Nun ist jedenfalls:

$$\frac{W_1'}{W_2'} = \frac{W_1}{W_2} \cdot \frac{[1 + \alpha_1(t_1' - t_1)]}{[1 + \alpha_2(t_2' - t_2)]},$$

was für solche  $\alpha$ -Produkte, die klein sind gegen 1, übergeht in:

$$(1) \qquad = \frac{W_1}{W_2} [1 + \alpha_1(t_1' - t_1) - \alpha_2(t_2' - t_2)].$$

Also bleibt  $W_1'/W_2'$  solange hinreichend genau gleich  $W_1/W_2$ , als sich der Klammerausdruck von 1 um nicht mehr als 0,4 v. T. unterscheidet, solange also

$$\alpha_1(t_1' - t_1) - \alpha_2(t_2' - t_2) \leq 0,0004$$

ist.  $\alpha$  ist für Pt = 0,004 und fällt von 0—100° um 1,5 v. H. von 0,004.

Die Temperaturänderungen der Flaschen, die vorkommen, lassen sich immer so zerlegen, daß sie unter die folgenden Beispiele 1—4 fallen:

1. Gleiche Temperaturen:  $t_1 = t_2$ ; gleiche Zuwächse  $t_1' - t_1 = t_2' - t_2$ , also auch gleiche Temperaturkoeffizienten  $\alpha_1 = \alpha_2$ . Dann ändert sich das Widerstandsverhältnis *nicht*, auch wenn es anfänglich nicht eins war, die Widerstände also verschieden waren.

2. Ebenso bei

$$t_1 \neq t_2; \quad t_1' - t_1 = t_2' - t_2; \quad \alpha_1 = \alpha_2.$$

3. Das Widerstandsverhältnis ändert sich aber für

$$t_1 \neq t_2; \quad t_1' - t_1 \neq t_2' - t_2; \quad \alpha_1 = \alpha_2$$

und zwar um

$$\begin{aligned} \alpha_1(t_1' - t_1) - \alpha_2(t_2' - t_2) &= \alpha[(t_1' - t_1) - (t_2' - t_2)] \\ &= \alpha[(t_1' - t_2') - (t_1 - t_2)]. \end{aligned}$$

Soll dies bei  $\alpha = 0,004$  unter 0,0004 bleiben, so darf die Differenz der Temperaturzuwächse, oder was dasselbe, die Änderung der Temperaturdifferenz  $0,1^\circ$  nicht übersteigen, unabhängig von Anfangswiderständen und -temperaturen.

4. Es ändert sich auch für

$$t_1 \neq t_2; \quad t_1' - t_1 = t_2' - t_2; \quad \alpha_1 \neq \alpha_2$$

und zwar um:

$$\alpha_1(t_1' - t_1) - \alpha_2(t_2' - t_2) = (t_1' - t_1)(\alpha_1 - \alpha_2).$$

Soll dies unter 0,0004 bleiben, so dürfte selbst bei  $10^\circ$  Temperaturzuwuchs beider Flaschen ihre Temperaturdifferenz  $t_1 - t_2$  bei Pt noch  $66^\circ$  C erreichen.

So große Zuwächse zwischen Normier- und Meßversuch und Differenzen zwischen Öl- und Meßflasche kommen aber bei uns nicht entfernt vor.<sup>1)</sup> Somit ist für die Erhaltung des Widerstandsverhältnisses bloß Fall 3 von praktischer Bedeutung mit der Forderung:

Produkt aus Änderung der Temperaturdifferenz zwischen Normier- und Meßversuch in den Temperaturkoeffizienten des Heizkörperwiderstands  $\leqq 0,0004$ . Dabei übt die Temperaturverschiedenheit zwischen den Flaschen nur verschwindenden, Widerstandsgleichheit oder -ungleichheit der Heizkörper gar keinen Einfluß auf  $C_v$ .

1) Auch nicht bei Messung des Temperaturkoeffizienten von  $C_v$  an Motyldampf ( $\text{Fe}(\text{CO})_5$ ), vgl. a. a. O.

### 5. Dieser Fall

$$t'_1 \neq t_2; \quad t'_1 - t_1 \neq t'_2 - t_2; \quad \alpha_1 \neq \alpha_2$$

läßt sich stets durch Zerlegung auf die bereits besprochenen zurückführen. Der Temperaturreinfluß wird viel kleiner bei Heizkörpern mit kleinerem *Temperaturkoeffizienten* des Widerstands.

Günstig sind blanke Streifen aus 33 v. H. Pt und 67 v. H. Ag; ihr Widerstand ist 2,7 mal so groß, der Temperaturkoeffizient mindestens 10 mal so klein als bei Pt. Dadurch vergrößert sich die erlaubte Temperaturdifferenzänderung mindestens auf das 10fache der Angaben unter 3. und 4. auf S. 27. Es scheint allerdings zurzeit, daß dies Material sich nicht ganz so dünn, nur auf  $4\text{ }\mu$  leidlich gleichmäßig auswalzen läßt, während man mit Pt auf  $3\text{ }\mu$  kommt. Dann ginge die Wärmeabfuhr ins Gas vielleicht etwas langsamer als bei Pt.

Das Widerstandsverhältnis ändert sich mit der Flaschen temperatur auch aus dem Grunde, weil *Oberfläche, Querschnitt und Form* der Heizkörper niemals gleich ist. Daher verläuft ihre Temperaturänderung beim Stromstoß verschieden und ändert damit das Widerstandsverhältnis.

Deshalb bestimmt man, wenn nötig, den ganzen Einfluß der Flaschen temperaturen direkt experimentell: man stellt cet. par. bei verschiedenen Temperaturen und Temperaturdifferenzen die ihnen entsprechenden Normervolumina fest und kann dann jeweils das zur veränderten Temperatur des Meßversuchs gehörige Normervolumen tabellarisch daraus entnehmen: „Temperaturkoeffizient des Apparats“. Man hat dann außerdem  $C_v$ -Normiergas als Funktion der Temperatur nötig.

Man kontrolliert das Widerstandsverhältnis stets außerdem noch durch unmittelbare Messung auf 0,4 v. T. (vgl. S. 22).

#### $\beta_2$ ) Ungleichheit der Meßgase

Die beiden Heizkörper erhitzen sich während des Stromstoßes, der<sup>1)</sup> rund  $1/4$  Sek. dauert, unter Widerstandserhöhung und führen gleichzeitig Wärme an das Gas ab, verschieden rasch je nach seiner Natur. Sie erfahren also während des Stromstoßes in verschiedenen Gasen verschiedene Widerstandserhöhungen. Das hat Verschiedenheiten der zugeführten Heizergien zur Folge (solche der Wärmeverluste vgl. S. 36, 40).

1) M. Trautz und K. Hebbel, Ann. d. Phys. 74. S. 308. 1924.

In der Ölflasche bleiben im ganzen Doppelversuch Stromstärke und Gasumgebung gleich. Somit wird das Heizverhältnis zwischen Normier- und Meßversuch nur durch Verschiedenheit des Meßgases vom Normiergas geändert. Es genügt deshalb allein die Meßflasche im Meßversuch mit ihr im Normierversuch zu vergleichen.

Dabei braucht das Normiergas (in der Meßflasche) dem Gas in der Ölflasche (Luft) nicht gleich zu sein.

Den Einfluß der Gasnatur auf die Temperatursteigerung der Heizfolie beobachtete Herr Zürn am zeitlichen Temperaturverlauf der Heizfolien bei und nach dem Stromstoß. Er maß diesen an ihrer Längenausdehnung und fand z. B. als Mittel der Maximaltemperatur über der Zimmertemperatur an Pt-Folie (100 : 4 : 0,003 mm) bei 4 Amp.:

$H_2$	Luft	$CO_2$
71°	93°	97°

Zur Berechnung des Einflusses auf das Widerstandsverhältnis darf man in erster Näherung annehmen, daß die Temperaturkurve und damit auch die Widerstandskurve der Folie während des Stromstoßes in verschiedenen Gasen ähnliche prozentuale Verschiedenheit aufweist wie die Temperaturmaxima darin.

Um 10° verschiedene Temperaturmaxima wären danach mit rund  $10 \cdot 4$  v. T. = 4 v. H. Inkonsanz des Heizkörperwiderstands, bzw. des Energieverhältnisses verbunden.

Bei Pt-Ag-Heizkörpern fieße diese Wirkung auf  $\frac{1}{10} - \frac{1}{10}$ ; die Maxima der Temperaturzuwächse dürften sich hier zwischen Normier- und Meßgas noch um 1—2° unterscheiden, ohne das Heizverhältnis an  $C_v$  merklich zu stören.

Wir setzen für allgemeine Beurteilung des Meßgasfehlers an der Energiezufuhr zu den Heizkörpern die Bezeichnungen an:

	Ölflasche	Meßflasche
Normierversuch . . .	$W_1 t_1 \partial_1 w_1$	$W_2 t_2 \partial_2 w_2$
Meßversuch . . .	$W'_1 t'_1 \partial'_1 w'_1$	$W'_2 t'_2 \partial'_2 w'_2$

$W$  sind die Widerstände der Heizkörper zu Beginn des Stromstoßes,  $w$  ihre mittleren wirksamen Widerstände

$$= \frac{1}{i^2} \int i^2 d W$$

während eines Stromstoßes,  $t$  ihre Temperaturen vor dem Stromstoß; die mittlere wirksame Temperatursteigerung während eines Stromstoßes, die also die Differenz  $w - W$  erzeugt, ist mit  $\partial$  bezeichnet. Der Temperaturkoeffizient des Widerstands,  $\alpha$  ist innerhalb der vorkommenden Temperaturänderungen derselbe Mittelwert, also konstant.

Für die Widerstände gilt allgemein:

$$\begin{aligned} w_1 &= W_1 (1 + \alpha \partial_1); & w_2 &= W_2 (1 + \alpha \partial_2); \\ w_1' &= W_1' (1 + \alpha \partial_1'); & w_2' &= W_2' (1 + \alpha \partial_2'). \end{aligned}$$

Da sich Verschiedenheiten der Ausgangstemperaturen  $t$ , wie auf S. 27 geschehen, unabhängig behandeln lassen, setzen wir alle Temperaturen  $t$  im folgenden einander gleich, also:  $t_1 = t_2 = t_1' = t_2'$ . Also auch  $W_1' = W_1$ ;  $W_2' = W_2$ .

Damit  $C_v$  auf 0,4 v. T. gleich sei, muß mindestens gelten:

$$\frac{w_1'}{w_2'} = \frac{w_1}{w_2} \text{ auf 0,4 v. T. genau.}$$

Die Veränderung der Kühlwirkung in der Meßflasche beim Meßversuch gegenüber dem Normierversuch ändert den Widerstand in der Meßflasche wie auch die Stromstärke im Sekundärkreis.

1. Zuerst fassen wir nur die *Widerstandsänderung* ins Auge und denken uns die Strombelastung der Heizkörper konstant gehalten. Die zugehörigen  $\partial$  seien mit  $\bar{\partial}$  bezeichnet, die  $w$  mit  $\bar{w}$ .

Dann wird die Differenz

$$\frac{w_1}{w_2} - \frac{\bar{w}_1'}{\bar{w}_2'} = \bar{A} = \alpha ((\partial_1 - \partial_2) - (\bar{\partial}_1' - \bar{\partial}_2')).$$

Da der Strom konstant angenommen ist, so wird  $\partial_1 = \bar{\partial}_1'$ , so daß sich die Formel auf  $\bar{A} = \alpha(\bar{\partial}_2' - \bar{\partial}_2)$  vereinfacht.

$\bar{A}$  darf höchstens 0,4 v. T. am Widerstandsverhältnis  $w_1/w_2$  ausmachen.

Wir berechnen diesen Betrag überschlagsmäßig, für Serienschaltung.

Die Höchsttemperatursteigerung ist rund  $100^\circ$  (vgl. S. 29), die mittlere vielleicht  $30^\circ$ , so daß  $\partial_2 = 30$ .

Der Unterschied der Kühlwirkung ist praktisch zwischen  $H_2$  und  $CO_2$  am größten, kommt aber, da  $H_2$  mit abgeänderter Heizvorrichtung gemessen werden muß, nie in Frage. Der größte praktisch in Betracht kommende Unterschied ist 2,5 mal so klein. Er macht am Maximum  $10^\circ$ , am Mittel also etwa  $3^\circ$  aus, mit Pt-Heizkörpern.

Damit wird  $\bar{\partial}_2' - \bar{\partial}_2 = 8$ ; da Pt ein  $\alpha = 0,004$  aufweist, so würde ein Korrektionsglied  $\bar{A} = 1,2$  v. H. erzeugt.

2. Tatsächlich ändert sich aber auch die *Stromstärke* im Verhältnis

$$(w_1' + w_2' + w_a) : (w_1 + w_2 + w_a).$$

Darin ist  $w_a$  der Außenwiderstand des Sekundärkreises, gleich rund 2 Ohm, während  $w_1 = w_2$  = rund 3 Ohm ist.

So kommt man für das soeben berechnete Beispiel auf 0,45 v. H. Stromänderung (beim Meßversuch Abnahme), was 0,9 v. H. Energieänderung entspricht.

Diese Änderung trifft  $\bar{\partial}_1'$  und  $\bar{\partial}_2'$  in gleicher Weise, wenn man Proportionalität dieser Größen zur Energiezufuhr voraussetzt, was sicher genähert richtig ist.

So wird dann  $\partial_1' - \partial_2'$  um 0,9 v. H. kleiner gegenüber  $\bar{\partial}_1' - \bar{\partial}_2'$  indem  $\partial_1'$  wie  $\partial_2'$  um denselben Prozentsatz kleiner sind. Also ist auch  $\Delta$  um 0,9 v. H. kleiner als  $\bar{\Delta}$ , und die allgemeine Formel:

$$\Delta = \alpha [(\partial_1 - \partial_2) - (\partial_1' - \partial_2')]$$

lässt sich ohne Fehler vereinfachen zu  $\Delta = \alpha (\partial_2' - \partial_2)$ .

Die Korrektion für die Stromstärkeänderung (erzeugt von Temperatur- und Widerstandsänderung durch das Meßgas) fällt somit auch in diesem schon extremen Fall in die Fehler; dies wäre selbst bei  $H_2$  gegen  $CO_2$  noch ebenso.

Die Korrektion am Energieverhältnis und also auch an  $C_e$  ginge im zuletzt erwähnten Fall, bei  $H_2$  gegen  $CO_2$  auf 3 v. H. herauf. Verwendung von Pt-Ag-Heizkörpern aber setzt sie selbst da auf  $1/10$  bis  $1/20$  davon herab; dividiert man dies durch 2,5 (vgl. oben), so kommt man bereits auf 1–0,6 v. T., also hart an die Fehlergrenze.

Diese Erwägungen schließen Näherungsannahmen über Gesetzmäßigkeiten der Kühlwirkung ein, genügen aber.

Man beseitigt diesen Fehler durch a) Verringerung von  $\alpha$ , b) von  $\partial_2'$  und  $\partial_2$  einzeln, oder c) von ihrer Differenz auf einmal, oder wählt d) eine Methode (Serien- und Parallelschaltung), wo die Korrektion einmal in der einen, das andere Mal ebenso groß in der anderen Richtung auftritt.

a) *Erniedrigung des Temperaturkoeffizienten des Widerstands: zweckmäßig mit Pt-Ag-Heizkörpern (vgl. S. 28).*

b) *Erniedrigung der Temperatursteigerungen  $\partial$  selbst: durch Herabsetzung der Strombelastung und Wärme besser ans Gas abführende Heizkörper.*

1. *Minimale Stromheizung.* Der Verringerung der Primärstromstärke ist eine untere Grenze gezogen durch die Bewegungen des DM, die von unvermeidlichen Temperaturschwankungen

im  $C_v$ -Apparat herrühren, und durch seine begrenzte Empfindlichkeit.

Der Vergrößerung des *Gesamtquerschnitts* der Heizkörper (mehr Heizfolien) ist eine obere Schranke gezogen, weil mit wachsender Masse des Heizkörpers in ihm Wärme länger und reichlicher hinterbleibt als sonst.

Für die minimale Stromerhitzung sei das Verhältnis Energie: Masse der Heizkörper so klein als möglich. Einigermaßen im Widerspruch dazu steht:

2. *Optimaler Wärmeabfluß*. Hier macht man das Verhältnis *Oberfläche zu Querschnitt* tunlichst zu einem Maximum. Zweitens muß man *Form und Lagerung der Heizkörper* optimal für Abfluß der Wärme wählen.

Dabei ist Vorbedingung der  $C_v$ -Messung eine hinreichend pilzförmige Wolke am Heizkörper, sonst steigt sie zu rasch hoch; deshalb legt man z. B. die Heizfolien nicht hochkant und wählt nicht einfach einen Draht u. dgl. Im übrigen unterteilt man die Folien in möglichst dünne und schmale Streifen.

Die heutige Form und Abmessung, sowie das Material der Heizkörper erlaubt bereits an die Fehlergrenze 0,4 v. T. zu kommen.

Form und räumliche Anordnung kann durch geduldige Empirie wohl noch verbessert werden.

c) *Erniedrigung der Differenz der Temperaturzuwächse* erzielt man, indem man Meßgas und Normiergas durch Beimischungen auf ähnliche Kühlwirkung bringt: *Mischgasmethode*.

Menge und  $C_v$  der Zusatzgase muß bekannt sein. Man dosiert manometrisch im allgemeinen leicht mit der erforderlichen Genauigkeit und kontrolliert dies zweckmäßig mit Präzisionsgasanalysen. Prozentuale Genauigkeit im gesuchten  $C_v$  (vgl. S. 59). Meist verliert man an Genauigkeit.

In rohestter Annäherung erfährt man über den Einfluß von Zutaten auf die Kühlwirkung einiges, wenn man Reibung und Wärmeleitung der Gasmischungen, die man herstellen will, ausrechnet.<sup>1)</sup>

Wie nahe man an identische Kühlwirkung kam, wird experimentell unmittelbar mittels  $C_v$ -Messung quantitativ festgestellt.

---

1) M. Trautz, Ann. d. Phys. 82, S. 227 ff. 1927.

d) Quantitative Ausscheidung aller von Unsymmetrie der Heizkörper herrührenden „Inkonstanz“ des Energieverhältnisses, durch Serien- und Parallelschaltung.

Ob die Unsymmetrie von den Heizkörpern selbst oder von ihrer verschiedenen kühlenden Umgebung kommt, ist gleichgültig.

Wir führen die Erwägungen für verschiedene Grade der Näherung durch.

I. Die Widerstände  $w_1$ ,  $w_2$ ,  $w_1'$ ,  $w_2'$  seien temperaturabhängig und alle verschieden, aber  $\frac{w_1}{w_2}$  und  $\frac{w_1'}{w_2'}$  sollen davon, ob man Parallel- oder Serienschaltung anwendet, nicht abhängen und zwischen beiden Schaltungen soll die Stromstärke in jedem Heizkörper für sich so nahe dieselbe sein, daß die  $w$ -Verhältnisse von ihr nicht mehr abhängen.

Dann verteilt sich die Stromenergie bei Serienschaltung im Verhältnis der Widerstände, bei Parallelschaltung im umgekehrten Verhältnis. Ist  $w_1' = w_1 + dw_1$ ;  $w_2' = w_2 + dw_2$ , so wird für

$$\text{Serienschaltung } \frac{w_1 + dw_1}{w_2 + dw_2} - \frac{w_1}{w_2} = \Delta_s (= \text{Fehler absolut}),$$

$$\text{Parallelschaltung } \frac{w_2}{w_1} - \frac{w_2 + dw_2}{w_1 + dw_1} = \Delta_p (= \text{, , , }).$$

Zieht man die Gleichungen für  $w_1'$  und  $w_2'$  von S. 30 bei, so wird:

$$-\alpha[(\partial_2' - \partial_2) - (\partial_1' - \partial_1)] = \Delta_p \cdot \frac{w_1}{w_2} = \Delta_s \frac{w_2}{w_1}$$

Die relativen, in Bruchteilen von  $\frac{w_1}{w_2}$ , bzw. von  $\frac{w_2}{w_1}$  ausgedrückten Fehler sind also gleich nach beiden Seiten. Sind die durch sie entstellten  $C_v$ -Werte  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$ , so muß also für  $w_1 = w_2$

$$\frac{\varphi_1 - C_v \text{ wahr}}{C_v \text{ wahr}} = \frac{C_v \text{ wahr} - \varphi_2}{C_v \text{ wahr}}$$

sein. Also erhält man, je genauer  $w_1 = w_2$ , um so genauer auch:

$$C_v \text{ wahr} = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}.$$

Wichtig ist jetzt zur Beurteilung genauerer Näherung die Größenordnung von  $\varphi_1 - \varphi_2$ . Als Maß dafür dient die Differenz

der zu gleichen Normervolumen gehörigen Meßvolumina zwischen Serien- und Parallelschaltung. Bei dieser Gelegenheit ist erforderlich, aus Einzelausschlägen zu bestimmen, um wieviel man die Primärstromstärke abändern muß beim Übergang von Serien- zur Parallelschaltung, falls man bei letzterer genähert dieselbe Heizkörperbelastung erhalten will, wie sie bei der ersteren geherrscht hatte. Eine Näherung genügt.

In einem recht extremen Fall, zwischen dem wasserstoffreichen und wasserstoffähnlichen CH<sub>4</sub> einerseits, Luft anderseits, erhält man  $\varphi_1 - \varphi_2$  etwa gleich 1 Liter (vgl. auch w. u.). Das ist zur Gewinnung des Einzefehlers zu halbieren, was 500 cm<sup>3</sup>, also nur das 20 fache der kleinsten mit dem DM noch feststellbaren Volumenänderung 25 cm<sup>3</sup>. Daraus würde folgen, daß man diese Fehlerkorrektion bloß auf 5 v. H. ihres Betrages genau zu kennen braucht.

Wir lassen aber jetzt Voraussetzung I fallen.

II. Die Widerstandsverhältnisse  $w_1/w_2$  und  $w_1'/w_2'$  sollen jetzt zwischen Parallel- und Serienschaltung verschieden sein.

Mit andern Worten, die gestrichenen Größen (Meßversuch) wären jetzt für Serie und Parallel etwa durch  $s$  und  $p$  zu unterscheiden, so daß die symmetrische Gleichung mit  $\Delta_p$  und  $\Delta_s$  ihre Geltung verlieren kann. Die ungleiche Widerstandsteigerung (in den ungleich kühlenden Gasen) beeinflußt rückwirkend die sie erzeugende Temperatur; sie vergrößert die Temperaturdifferenz bei Serien-, verkleinert sie bei Parallelschaltung, so daß:

$$|(\partial'_2 - \partial'_{1s})| > |(\partial'_{2p} - \partial'_{1p})|$$

Statt dessen war bisher Gleichheit beider Differenzen angenommen.

Bei 10° mittlerem Kühlungsunterschied ( $= \partial'_2 - \partial'_1$ ) betrüge diese Korrektion etwa 0,4°.

Diese Korrektion auf zweite Näherung macht bei Pt-Heizkörpern also nur 4 v. H. der ersten Korrektion aus, bei Pt-Ag somit nur  $\frac{1}{10} - \frac{1}{20}$  davon.

Eine weitere Unsymmetrie (vgl. auch S. 26) führt von Proportionalität des Wärmeabflusses ins Gas während des Stromstoßes zum erzeugten Temperaturüberschuß. Dieser Fehler fällt bei Pt-Ag ganz bestimmt unter 5 v. H. der ersten Korrektion.

Daß die Abhängigkeit der Fehler vom Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  wirklich diese erwartete Größe hat, bewies Messung mit Pt und mit Pt-Ag an Methan; die Oldifferenzen bei Parallel- und Serienschaltung waren rund 1000 (bei Pt) und 100 cm<sup>3</sup> bei Pt-Ag (der Pt-Ag-Heizkörper war dicker als der Pt-Körper). Diese Messungen verdanken wir Hrn. Zürn.

Schaltete man die einen Hälften der beiden Heizkörper gleichen Widerstands zueinander in Serie, die anderen parallel, was aber (vgl. später a. a. O.) aus anderen Gründen nicht günstig ist, so wäre die Korrektion selbsttätig in einer einzigen Messung vollzogen. Man bedient sich aller anderen vorteilhaften Mittel (Pt-Ag; gleiche Heizkörper; gleiche Stromstärken, kleiner Außenwiderstand usf.).

Damit ist der Meßgasfehler am Heizkörper grundsätzlich und praktisch unter 0,4 v. T. herabgedrückt, soweit er die Energiezufuhr angeht.

Über andere Messungen mit Parallel- und Serienschaltung, an den Beispielen Luft, N<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> und SO<sub>2</sub>, behandelt, wird a. a. O. berichtet.

Zwei andere Meßgasfehler am Heizkörper röhren von Ungleichheit der Energieverluste zwischen beiden Teilen des Doppelversuchs, der Strahlung zur Wand und der Wärmeableitung in den Heizkörperfuß. Beide wirken so, daß sie die Folgen der (Normier- und Meß-) Gasverschiedenheit (den fehlerhaften Energiegewinn des weniger kühlenden Gases bei Serie, sein fehlerhaftes Energiedefizit bei Parallel; vgl. S. 34) bei Serienschaltung verringern, bei Parallelschaltung, wiewohl um weniger, verstärken.

#### B. Konstanz und Kleinheit der Wärmeverluste

Selbst wenn weitgehend gleiche Energiemengen in die Heizkörper kommen, so bleibt es möglich, daß die sie umgebenden Gase im Meßmoment nicht gleich stark beheizt sind. Denn die für das Gas bestimmte Wärme geht ihm teils durch Strahlung, teils durch Leitung verloren, teils auch erreicht sie das Gas im Meßmoment noch nicht, und letztenteils geht sie in sichtbare Massenbewegung des Wölkchens und der Manometerflüssigkeit über. Deshalb ist experimentell und theoretisch abzuleiten, wie groß die davon herrührenden Korrekctionen sind und wie genau man sie bestimmen kann, wie genau also das  $C_v$ -Ergebnis ausfällt.

Nennen wir das Wärmeverhältnis für die

Ölflasche : Meßflasche

$$\begin{array}{lll} \text{im Normierversuch} & \dots & M_1 : M_2 \\ \text{im Meßversuch} & \dots & M_1' : M_2' \end{array}$$

so fordert das Prinzip der Messung, daß

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{M_1'}{M_2'}.$$

Mit andern Worten: Die Wärmemenge, die dem Gas in einer Flasche zugeführt wird, darf sich zwischen Normier- und Meßversuch nur im selben Verhältnis ändern, wie es gleichzeitig in der anderen Flasche geschieht.

D. h. die Gleichung bleibt auch dann noch richtig, wenn man beide Seiten mit demselben Bruch  $a/b$  multipliziert, oder wenn man die eine Seite mit  $a/a$ , die andere mit  $b/b$  multipliziert.

Beiden Flaschen darf also in beiden Teilen des Doppelversuchs ohne Schaden für die Genauigkeit Wärme verloren gehen, dürfte sogar im Heizkörper zurückbleiben, wenn nur zwischen Normier- und Meßversuch für jede Flasche einzeln das Verhältnis der Ausdrücke:

$$\text{Gesamtwärme} \cdot \left( 1 - \frac{\text{Wärmeverlust} + \text{Wärmerest}}{\text{Gesamtwärme}} \right),$$

und da wir Konstanz der einer Flasche zugeführten Gesamt-wärme (vgl. S. 35) ohnehin als erreichbar ansehen, auch der Ausdruck:

$$\text{Wärmeverlust} + \text{Wärmerest} = V + R$$

*konstant* bleibt. Das ist praktisch hinreichend genau zu erzielen, wenn  $V + R$  hinreichend *klein* bleibt.

Bei  $R$  ist das stets möglich, für die Verluste  $V$  aber hat man unter Umständen Korrekturen anzubringen und deshalb jedenfalls ihren Betrag zu ermitteln.

Um diese Verluste genauer als im folgenden möglich beurteilen zu können, sind Messungen der Heizkörpertemperatur beim Stromdurchgang und ihres zeitlichen Ganges, in verschiedenen Gasen, mit verschiedenem Material für die Heizkörper, unter Variation ihrer Abmessungen und Lage vorgenommen worden.

Darüber, über das Wegfallen des Wärmerests, über die Strahlung der Heizkörper, über die Wärmeleitung in die metallischen Zuleitungen wird a. a. O. berichtet werden.

## I. Strahlungsverluste

## a) Heizkörperstrahlung

Die daher stammenden Fehler röhren von der Ungleichheit der *Emission* der Heizkörper zwischen beiden Teilen des Doppelversuchs (vgl. S. 35) und von der Verschiedenheit der *Strahlungsabsorption* zwischen Meß- und Normiergas.

## a) Emission der Heizkörper

Ist sie, absolut genommen, hinreichend klein, so fallen alle Strahlungsfehler weg. Ihr Betrag läßt sich streng nur für einen schwarzen Körper, genähert auch noch für einen grauen berechnen, als welchen man den blanken Pt- (und wohl auch den blanken Pt-Ag-) Heizkörper nach den Messungen von O. Lummer ansehen darf.

Die Emission des Heizkörpers hängt vom umgebenden Gas ab, da es den Temperaturverlauf des Streifens mit bestimmt; daher auch von der Wärmeübergangszahl an der Heizkörperoberfläche. Die Emission kann also künstlich gestuft werden durch Wahl von *Strombelastung*, *Gasmantel*, *Material* und *Oberfläche* des Heizkörpers. Von diesen allen hängt die Temperatur, von ihr und der Oberfläche die Strahlung ab.

Für eine Überschlagsrechnung nehmen wir als höchste Temperatur  $100^\circ$  und zwar für die Zeitdauer von 0,02 Sekunden an.<sup>1)</sup>

Die Herren O. Lummer und F. Kurlbaum<sup>2)</sup> haben zwischen  $T = 654$  und  $T = 492$  einerseits,  $T = 1761$  andererseits ein  $T^6$ -Gesetz gültig befunden für die Strahlung blanken Platins.<sup>3)</sup> Deshalb ist die Extrapolation dieser Formel um  $200^\circ$  abwärts bis Zimmertemperatur, gewiß nicht erheblich unsicher.

Die Emissionsfläche der jetzigen Heizkörper beträgt  $24 \text{ cm}^2$ . Die Gesamtemission wird damit  $24 \cdot 1,4 \cdot 10^{-16} \cdot T^6 \text{ cal/sec}$ . Für die kurze Maximumszeit berechnen sich so Beträge, die wegen der verschiedenen Kühlwirkung verschiedener Gase verschieden, aber noch in der Fehlgrenze liegen:

1) M. Trautz u. K. Hebbel, Ann. d. Phys. 74. S. 308. 1924.

2) O. Lummer, Grundlagen und Ziele der Leuchttechnik. München und Berlin, Oldenbourg 1918.

3) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 17. S. 106—111. 1898.

Luft	4 Amp.	93° u.	Zimmertemp.	$4,8 \cdot 10^{-5}$ cal	= 0,2 v. T. von 0,23 cal,
H <sub>2</sub>	4	"	71° "	" 2 · 10 <sup>-5</sup> cal weniger,	
				= 42 v. H. weniger als in Luft,	
CO <sub>2</sub>	4	"	97° "	" 0,38 · 10 <sup>-5</sup> cal mehr	
				= 8 v. H. mehr als in Luft,	
Luft	3	"	46° "	" 1,3 · 10 <sup>-5</sup> cal	= 0,1 v. T. von 0,13 cal.

Aber während der Abkühlungszeit strahlt der Heizkörper noch, so daß die Gesamtstrahlung, nach den Kurven (vgl. S. 29) extrem zu schätzen

in H <sub>2</sub>	den	3fachen Betrag	=	0,6 v. T.	} der Heizenergie
in Luft	"	10—15	"	= 2—3 "	
in CO <sub>2</sub>	"	10—20	"	= 2—4 "	

ausmacht. Die Temperaturerhöhung im schlechter abführenden Gas ist größer und dauert länger als im besser leitenden; der Strahlungsverlust ist also auch größer und wirkt somit nachträglich der von gleicher Ursache bewirkten Heizverhältnisänderung entgegen (vgl. S. 35). Der Einfluß der Strahlungsverluste auf die Heizkörpertemperaturen selbst ist bereits in den Temperatur-Zeitkurven mit enthalten (vgl. S. 29).

### *β) Strahlungsabsorption im Gas*

Der sehr starken Temperaturabhängigkeit der Strahlungsemission der Heizkörper steht praktisch vollkommene Temperaturunabhängigkeit der Strahlungsabsorption im Gas gegenüber. Hängt dies auch von der spektralen Intensitätsverteilung ab, die mit der Temperatur nach kurzen Wellen wandert, so ändert das doch in dem kleinen Temperaturbereich an der Gesamtabsorption sicher wenig. Während also die Emission rasch mit der Strombelastung der Heizkörper steigt, hängt die Absorption von dieser nicht wesentlich ab, sondern verkehrt cet. par. voraussichtlich stets etwa gleiche Bruchteile der emittierten Strahlung.

*Die Strahlungsabsorption im Gas* liegt, wo sie überhaupt merklich vorkommt, im langwelligen Infrarot. Bei großen und vielatomigen Molekülen mit entwickelten thermischen Freiheiten stark und dann einflußreich, wird sie in anderen Fällen oft nur mäßige Bereiche der Gesamtstrahlung umfassen oder wie bei Luft oder vollends bei H<sub>2</sub> unmerklich sein.

Soweit die Emission in Normier- und Meßgas gleich ist, kann nur der Bruchteil davon Fehler bedingen, der in Normier- und Meßgas verschieden absorbiert wird.

Man bestimmt den aus Verschiedenheit von Emission und Absorption zwischen Normier- und Meßgas entstehenden Fehler bei unserer Methode direkt experimentell aus der Stromstärkeabhängigkeit der sonst mit allen Korrekturen versehenen  $C_{v\text{roh}}$ -Werte durch Extrapolation auf Stromstärke Null.

#### b) Gasstrahlung

Für sie ist die soeben angestellte Erwägung wenig verändert zu wiederholen.

Die Gasstrahlung, d. h. die Strahlung vom erwärmten Gas aus, also in erster Linie die vom *Wölkchen*, ist selbst bei seinen höchsten Temperaturen so klein, daß sie stets zu vernachlässigen ist, zumal der Gasmantel die Wölkchenstrahlung bevorzugt absorbiert.

Hrn. W. Nusselt<sup>1)</sup> verdankt man die Feststellung, daß unterhalb von 500° von Gemischen aus etwa 47 v. H. CO, 47 v. H. CO<sub>2</sub> und 1,7 v. H. H<sub>2</sub>O für seine Methoden merkliche Gasstrahlung nicht ausgesandt wurde. Nun sind 100° ungefähr die höchste Mehrtemperatur, die unsere *Heizkörper*, und auch nur für kurze Zeit, annehmen. Daher werden irgend merkliche Gasmengen auch nicht für irgend merkliche Zeiten auf 100° kommen. Die Temperatur des Wölkchens läßt sich mit 2° (im ersten Moment ~10°) über der Wandtemperatur schätzen. Also kommt danach eine irgend merkliche Gasstrahlung durchaus nicht in Betracht, natürlich auch dann nicht, wenn das ganze Gas, wie das bei Hochtemperaturversuchen der Fall, hoch erhitzt ist; denn es kommt nur auf den Temperaturüberschuß an, der am Heizkörper vorübergehend erzeugt wird.

Die *Gasmantelstrahlung* ist stets neben der des Wölkchens zu vernachlässigen wegen des ungeheuer geringen Temperaturüberschusses des Gasmantels über die der Wand.

Der Strahlungsfehler kann also bis zu Promillen gehen, ist hinreichend genau zu ermitteln und bis auf 0,4 v. T. genau zu beseitigen.

---

1) W. Nusselt, Forschungsarbeiten auf dem Gebiet des Ingenieurwesen Nr. 264, hrsg. v. Ver. D. Ing. Der Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine 1923. S. 15.

## II. Leitungsverluste

Im Meßmoment könnte ein Rest der Stromwärme noch im Heizkörper bzw. in seinen Füßen enthalten sein, weil die Wärmeabfuhr zum Gas zu langsam geht; dieser *Wärmerest* (vgl. S. 36) ist bei richtigem Verfahren auf 0,4 v. T. genau Null.

Die Wärme geht auch nicht gewünschte Wege. Aus dem Heizkörper in seinem Fuß: „*Fußverlust*“, aus dem Gas nach den Wänden des druckübertragenden Rohrs: „*Rohrverlust*“ und nach der Flaschenwand: „*Wandverlust*“.

### 1. Wärmerest im Heizkörper

Hätte der Wärmerest, unabhängig von der Gasnatur, in der Meßflasche immer denselben Betrag, so gäbe das keinen Fehler; andernfalls wirkte nur seine Verschiedenheit zwischen Normier- und Meßversuch.

Nach 1,8—3,5 Sekunden, je nach der Gasnatur, ist die ganze Heizwärme bis auf 0,4 v. T. genau abgeflossen (Belege vgl. später a. a. O.).

Bei ungleichzeitigen Stromstößen ist der Wärmerestfehler dadurch vermieden, daß der schwächeren Wärmeabfuhr (Abkühlung der Folie) mehr Zeit zur Verfügung steht. Ausreichende Haltedauer des DM auf der Nulllinie (vgl. S. 10) ist ebenfalls ein Beleg für das Fehlen eines merklichen Wärmerestes.

### 2. Wärmeableitung in den Fuß: „Fußverlust“

Auch er kann für die Genauigkeit der  $C_v$ -Methode nur insoweit eine Rolle spielen, als der in die Zuleitungen abfließende Wärmebetrag bei verschiedener Gasfüllung cet. par. verschieden ausfällt. Er hängt von Art und Querschnitt des Fußes, von der Heizkörpertemperatur und damit von allen Größen, die sie beeinflussen (Kühlwirkung der Gase, Heizkörperform usf. vgl. S. 32) ab.

Am kleinsten ist er bei optimaler Kühlung, bei nur zwei Zuleitungsstellen (ein sehr langer Foliestreifen), bei kleiner Wärmeleitfähigkeit des Heizkörpermaterials ( $Pt = 0,17$ ,  $Pt-Ag = 0,074$ , Konstantan  $0,054 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$ ). Er nimmt voraussichtlich mit Erhöhung der Strombelastung relativ ab.

Eine Überschlagsrechnung lehrt einiges über die Größenordnung: Zuleitungen Ag 2 mm dick. Folie Pt 4 mm breit, 0,008 mm. Ein Handversuch mit dieser Folie, die elektrisch im Dunkeln stationär zu schwacher Glut erhitzt wurde, ließ das angepaßte Auge eine 2—3 mm weit reichende Einflußzone der Zuleitungen erkennen.

Man berechnet hier den Wärmeverlust bei einem Temperaturgefalle der letzteren 3 mm von  $50^\circ$  und 0,1 Sekunden Dauer für die 6 Zuleitungsstellen zusammen auf  $1,8 \cdot 10^{-3}$  cal = 0,85 v. H. (von 0,2 cal) Heizenergie; für  $100^\circ$  und 0,02 Sekunden auf  $7 \cdot 10^{-4}$  cal = 0,35 v. H. (von 0,2 cal).

Um den Fußverlust ausreichend genau zu berechnen (hierüber a. a. O.), kann man den Zeitverlauf der mittleren Temperaturänderung im Heizkörper (vgl. S. 29) photographisch messen.

In erster Näherung kann man auch mit Proportionalität zwischen mittlerer Heizkörpertemperatur und Fußverlust rechnen.

### 3. Wärmeableitung vom Gas an das Rohrsystem

Bei der großen Temperaturleitfähigkeit der Gase und der Enge der von der Flasche nach dem DM usf. führenden Rohre ist bis zum Meßmoment (2—4 Sekunden) die in ihnen durch die Gaskompression bei der Heizung erzeugte Wärme größtenteils in die Rohrwandung abgeflossen; die Kompression darin geht gewiß beinahe isotherm.

Das Volumen der Rohre soll deshalb möglichst klein gegen das übrige Mantelvolumen sein. Kompression und Kompressionswärme sind der Heizenergie proportional, deren Änderung also den Betrag des Fehlers nicht ändert.

Sie sind aber zwischen Normier- und Meßgas verschieden, weil sie von dem  $C_v$ -Wert der Gase abhängen. Das kommt so zustande:

Erwärmst man 1 Mol Gas inmitten einer im Verhältnis zu ihm sehr großen Gasmenge, so dehnt es sich bei praktisch konstantem Druck aus. Hat es die Molarwärme  $C_p$  und führt man gerade diese Wärmemenge zu, so leistet es die Arbeit  $R$ , die im Mantelgas als adiabatische Kompressionswärme auftritt. Wärme im Betrag  $C_v$  bleibt in dem ins Auge gefaßten Mol (Wölkchen) zurück, sofern man keine Wärmeableitung, Verluste usf. annimmt.

Allgemein, also unabhängig von der Größe der Heizenergie, wird immer der Bruchteil  $R/C_p$  von ihr als Kompressionswärme

im Mantelgas frei und steigert seine Temperatur homogen um einen Betrag

$$\Delta T = \frac{(\text{cal Heizenergie}) \cdot \frac{R}{C_p}}{(\text{Molzahl}) \cdot C_v}$$

Dies  $\Delta T$  hängt, sofern das Wölkchen klein ist gegen den Mantel, von der Wölkchengröße und von seiner (Über-)Temperatur nicht ab. Sie wird um so kleiner, je kleiner die Heizenergie und je größer die Masse des Mantelgases.

$$\Delta T \text{ ist } C_v \left( \frac{C_v}{R} + 1 \right) \text{ verkehrt proportional.}$$

Von der Heizenergie wird also bei jedem Gas der Bruchteil  $R/C_p$  (bei Luft also  $\frac{2}{7}$ ) als adiabatische Kompressionswärme im Gasmantel frei. Das Volumen des Rohrsystems war bei unserem Apparat 1 v. H. des Gesamtvolumens. Also wird auch 1 v. H. der Kompressionswärme (bei Luft = 3 v. T. der Gesamtwärme) im Röhrenvolumen abgeleitet, unabhängig von Gasnatur und Heizstärke.

Daß infolge Kontraktion bei dieser Abkühlung des Rohrinhals noch Gas in die Röhren nachströmt und auch seine Wärme abgibt, fällt in die Fehler. Denn selbst wenn  $\Delta T 0,1^\circ$  wäre, so beträfe die Kontraktion in den Röhren erst 0,3 v. T. ihres Volumens gleich 0,008 v. T. des Gesamtvolumens.

Der wahre Verlust in den Röhren ist also 1 v. H. von  $R/C_p$  und der Verlustunterschied zwischen Normier- und Meßgasfüllung ist daher 1 v. H. von  $(R/C_p\text{-Normiergas} - R/C_p\text{-Meßgas})$ . Er muß unter 0,04 liegen, um  $C_v$  nicht über 0,4 v. T. zu beeinflussen; für Luft als Normiergas und Meßgase mit  $6 > C_v > 4$  fällt also jede Korrektion weg. Bei größerem (kleinerem)  $C_v$ -Meßgas fiele  $C_v$  zu klein (groß) aus. Dieser Fehler läßt sich also mit Gewißheit innerhalb von 0,4 v. T. genau rechnerisch korrigieren, an Hand von Wärmeleitungs berechnungen.

Er korrigiert sich sogar größtenteils selbsttätig. Denn in der Ölflasche ändert sich zwischen Normier- und Meßversuch das gesamte Luftvolumen, und damit der relative Anteil des Röhrenvolumens; so ändert sich der Anteil des Rohrverlustes an der Heizenergie in gleicher Richtung wie bei der Meßflasche. Das Rohrvolumen macht auch hier rund 1 v. H. des Gesamt-

volumens aus, so daß der Wärmeverlust darin rund  $\frac{2}{7}$  v. H. ausmacht. Er ändert sich aber mit dem Luftvolumen über dem Öl verkehrt proportional  $C_v$ -Meßgas. Daher wird der Unterschied beider Korrekctionen, der als Korrektion an  $C_v$  anzubringen ist:

$$\Delta r = \left[ \left( \frac{v}{V} \right)_M \cdot \left( \frac{R}{C_{pN}} - \frac{R}{C_{pM}} \right) \right] - \left[ \left( \frac{v}{V_N} \right)_o \cdot \frac{R}{C_{pL}} \left( 1 - \frac{C_v \text{ Normiergas}}{C_v \text{ Meßgas}} \right) \right].$$

Darin ist  $v$  das jeweilige Röhrenvolumen,  $V$  das zugehörige Gesamtgasvolumen, mit Weiser  $M$  auf die Meßflasche, mit  $O$  auf die Ölflasche und mit  $N$  auf den Normierversuch darin bezogen.  $C_{pN}$  ist auf Normiergas,  $C_{pM}$  auf Meßgas zu beziehen,  $C_{pL}$  wird im allgemeinen  $= C_{pN}$  sein und bezieht sich immer auf Luft.

Die erste Differenz bezieht sich auf die Meßflasche, die zweite auf die Ölflasche.

Dieser Fehler  $\Delta r$  läßt sich also immer genügend genau berichtigten.

#### 4. Wärmeableitung vom Mantelgas an die Flaschenwände

Sie führt praktisch fast nur von der anfangs adiabatischen Kompression des Mantelgases. Die Frage nach der Schnelligkeit des Wärmeabflusses an die Flasche entspricht also, von einem durch Strahlungsabsorption bedingten Korrektionsglied 2. Ordnung abgesehen, der nach dem Zeitverlauf des bekannten, zur  $\alpha$ -Bestimmung dienenden Versuchs von Clément und Desormes. Darüber später a. a. O. Hier geben wir nur eine kurze Übersicht, die zur Größenordnung führt. Bei unserer Anordnung können außer reiner Wärmeleitung Strömung, Gasreibung und Wärmeübergang an der Wand mitbestimmend sein.

Wir fragen zunächst nach der *reinen Wärmeleitung* vom Gas aus an die Flaschenwände, die bis zur Ablesung am DM stattfindet.

Der Wärmeabfluß zur Wand wurde rechnerisch und experimentell ermittelt.

*1. Berechnungen des Wärmeabflusses zur Wand  
für verschiedene Zeiten und Abstände  
aus der Temperaturleitfähigkeit des Gases*

a) Allgemeine Fragestellung

Die hydrodynamische Grundgleichung  $\frac{\partial t}{\partial z} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}$  verknüpft die zeitliche Temperaturänderung  $\partial t / \partial z$  an einer Stelle  $x$  mit der dort herrschenden Temperaturgefälleänderung  $\partial^2 t / \partial x^2$ .

Die Temperaturleitfähigkeit  $a = \frac{\lambda}{c \cdot \gamma}$  ( $\lambda$  = Wärmeleitfähigkeit;  $c$  = spez. Wärme;  $\gamma$  = Dichte) steht in den Wärmeverlustformeln symmetrisch mit der Zeit.

Darf man Strömung, Strahlung und besondere Wärmeübergangshindernisse an Phasengrenzen (wie sie die Wärmeübergangszahl enthält) vernachlässigen, so reichen die Gleichungen der Wärmeleitung grundsätzlich hin, um den zeitlichen Temperaturverlauf an allen Punkten in der wärmeleitenden Schicht zu berechnen.

Die Strahlung des Gases haben wir bestimmt zu vernachlässigen. Die Strömung an der Wand ist wegen der Kleinheit des Temperaturgefälles gewiß sehr klein, so daß wir von ihr mindestens genähert absehen dürfen. Wärmeübergangshindernisse an der Wand selbst nehmen wir nicht an. Bestehen sie, so können sie den berechneten Verlust nur verkleinern. Vom Einfluß der Heizkörperstrahlungsabsorption im Gas sehen wir ab.

Qualitativ rückt bei der  $C_v$ -Messung das sehr rasch (durch adiabatische Kompression) zwischen Wand und Gas entstehende Temperaturgefälle im weiteren Verlauf der Zeit in das Gas hinein und nimmt dabei ab (Wärmekapazität der Wand praktisch unendlich).

b) Genäherte Berechnung des Wärmeabflusses vom Gas an die Wand  
für ebene und zylindrische Schicht

In beiden Fällen bleibt die Wandtemperatur während des Wärmeaustausches praktisch konstant.

Beim Ausgleich eines Temperatursprungs  $T_1 - T_0$  an der Grenzebene zwischen zwei unendlichen Räumen A und B von jeweils homogener Temperatur stellt sich an ihr sofort eine „Mittel“temperatur  $T_m$  her, die während des weiteren Wärme-

austausches erhalten bleibt. Ihre Lage zwischen  $T_0$  und  $T_1$  wird bestimmt durch das Wärmeeinströmungsvermögen (benannt von Hrn. Gröber)  $b$  der Stoffe A und B:

$$b = \sqrt{\lambda c \gamma}.$$

$T_m$  teilt den anfänglichen Temperatursprung im umgekehrten Verhältnis der  $b$ .<sup>1)</sup>

Begrenzte Räume verhalten sich ebenso, solange die von der Grenzfläche aus nach beiden Seiten wandernde Temperaturänderung noch nicht die äußere Begrenzung erreicht hat. Das trifft bei uns zu für hinreichend kurze Zeiten nach Beginn des Ausgleichs. Auch gilt es noch für nicht ebene Grenzfläche, solange noch die Schicht, worin das Temperaturgefälle liegt, hinreichend genau als eben angesehen werden kann.

Bestehen die beiden Schichten, wozwischen der Temperaturausgleich stattfindet, wie bei den  $C_v$ -Flaschen aus Gas und Glas (Email), so ist das Verhältnis  $b_{\text{Luft}} : b_{\text{Glas}} = 1 : 200$ . D. h. die Temperatur der Emailoberfläche ändert sich höchstens nur um  $\frac{1}{200} = 0,5$  v. H. der anfänglichen Temperaturdifferenz zwischen Mantelgas und Flaschenwand. In praxi ist die Änderung sogar geringer, da die Wärmezufuhr vom Gas infolge begrenzter Schichtdicke verstärkt abnimmt, und das Eisen unter der 0,5 mm dicken Emailschicht ihren Wärmegegewinn noch besser ableitet.

Das Temperaturgefälle liegt also fast vollkommen im Gas, die Wandtemperatur bleibt konstant.

Auch würde danach eine blanke Eisenwandfläche statt Email den Wärmeverlust kaum vergrößern.

Wir denken uns die Flaschenwand eben ausgebreitet, sehen von einem Randeinfluß ab und beziehen uns auf bestimmte Dicke der Gasschicht.

Liegt die homogene Anfangstemperatur einer ebenen unendlich erstreckten Schicht um  $\theta^0$  über der konstant gehaltenen Temperatur der Ausgleichsfläche, ist  $t$  die gesuchte Temperatur im Abstand  $x$  von dieser Fläche nach der Zeit  $z$  seit Beginn des Wärmeausgleichs, so gilt<sup>2)</sup> genähert:

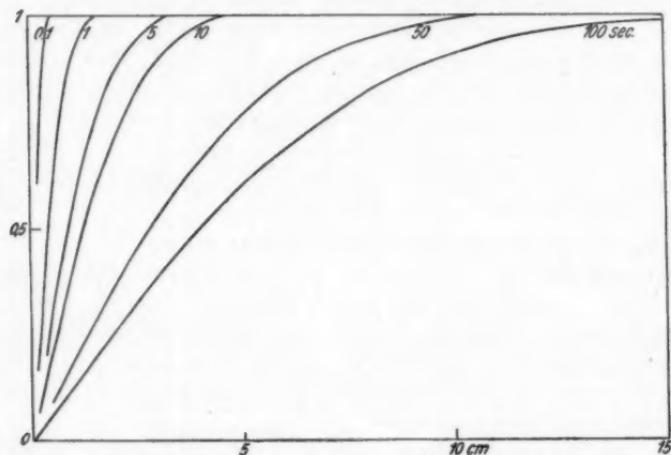
1) H. Gröber, Wärmeleitung und Wärmeübergang. Springer, 1921.

2) W. E. Byerly, An elementary treatise on Fourier's series etc. Ginn. Co. 1893.

$$t = \frac{2\Theta}{V\pi} \left[ \frac{x}{2\sqrt{ax}} - \frac{x^3}{3(2\sqrt{ax})^3} + \frac{x^5}{5 \cdot 2!(2\sqrt{ax})^5} - \frac{x^7}{7 \cdot 3!(2\sqrt{ax})^7} + \dots \right]$$

Fig. 8 zeigt den örtlichen und zeitlichen Temperaturverlauf für Luft.

Bei hinreichend kurzen Zeiten und hinreichender Seitenstreckung, so daß der Randeinfluß klein genug bleibt, gilt

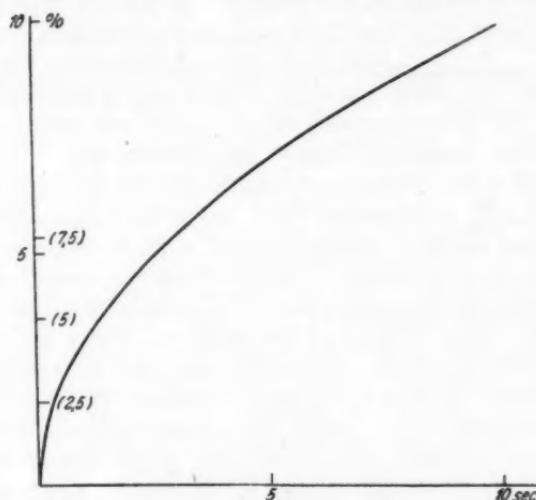


Temperaturverteilung in einer Luftsicht nach verschiedenen Zeiten des Austauschs. Ordinate: Temperatur, homogene Anfangstemperatur = 1, Wandtemperatur = 0; Abszisse: Abstand von der Wand; Parameter: Zeit nach Beginn des Austauschs.

Fig. 8

das auch noch für eine Schicht endlicher Dicke (z. B. für eine 15 cm dicke Luftsicht noch bei 100 Sekunden). Man erhält dann den zu einer bestimmten Zeit durch die Ausgleichsfläche abgeflossenen Wärmeverlust in Bruchteilen des in der Schicht enthalten gewesenen Wärmeüberschusses in Gestalt des prozentualen Anteils, den das durch die  $t$ -Kurve abgeschnittene Eck an der Gesamtfläche ausmacht. Fig. 9 stellt diesen prozentualen Wärmeverlust einer ebenen Luftsicht von 15 cm Dicke in Abhängigkeit von der Zeit dar; das erste nur auf kleine Zeiten bezügliche

Stück von dieser Kurve kann auch für den Kreiszylinder so gut wie für die ebene Schicht benutzt werden. Nur verdoppeln sich die angegebenen prozentualen Wärmeverluste, sofern man einen Kreiszylinder betrachtet, der die gleiche Wärme abgebende Fläche hat wie die planparallele Schicht,



Wärmeverlustkurve einer 15 cm dicken Luftschicht. Ordinate: Verlust in Prozenten des Wärmeüberschusses, bzw. Verlust der Meßflasche (Luft) in Prozenten der Kompressionswärme (vgl. S. 51).

Abszisse: Zeit nach Beginn des Austauschs.

Fig. 9

und dessen Radius der Dicke der ebenen Schicht gleichkommt. Denn dann verhalten sich cet. par. die Wärmekapazitäten von ebener Schicht und Zylinder wie 2 : 1.

Diese Umrechnung kann natürlich nur dann gelten, wenn der Wärmeaustausch nur die äußerste Zylinderschicht merklich betraf, also nur für die ersten Zeiten.

Bei größeren Tiefen (5 cm und mehr) bzw. längeren Zeiten (über 1 Sekunde) wird der wirkliche Wärmeverlust kleiner als ihn die obige Formel (S. 46) für die Ebene angibt, so daß man dann streng für den Zylinder rechnen muß.

Oder man verfährt unmittelbar experimentell (vgl. w. u. und später a. a. O.); auch der Fall kommt in Frage, daß im Gasmantel ein erheblicher Bruchteil der Heizkörperstrahlung absorbiert wird und dadurch die Temperaturverteilung gegenüber der hier betrachteten etwas abändert.

c) *Übersichtstafel der Wärmeverluste in Prozenten*

Zeit Sekunden	15 cm dicke ebene Schicht	Kreiszylinder 15 cm Radius für die Ebene berechnet
100	31,0	
50	21,8	
30	17,0	
10	9,8	
5	6,9	(14)
3	5,4	(10,8)
1	3,10	6,2
0,5	2,18	4,4
0,3	1,70	3,4
0,1	0,98	1,96
0,05	0,69	1,38
0,01	0,31	0,62

2. *Experimentelle Messungen über den Abfluß zur Wand*

a) *Frühere Arbeiten*

A. Witz<sup>1)</sup> maß die Zeit-Temperaturkurve eines durch kurzen, tunlichst adiabatischen Druckstoß erwärmten oder abgekühlten Gases in Abhängigkeit vom Temperaturgefälle Gas-Wand, von der Gasnatur, von der Wärmeleitfähigkeit der Wand, und vom Verhältnis Oberfläche zu Volumen. Er maß die Temperaturen in zwei aufrechten blanken Gußeisenzyindern (125 und 200 mm Durchmesser; 400 mm Höhe) manometrisch und fand die Wärmeleitfähigkeit des Gases praktisch ohne Einfluß auf den Wärmeverlust an der Wand, die der Wand aber sehr wohl. Die Druckänderungen waren so hoch, daß auch Strahlung z. T. merklich war. Das kommt für uns nicht in Frage.

1) A. Witz, Ann. de chim. et de phys. V. 15. S. 433—529. 1878.

Das Zeitgesetz für den Abfall der „Übertemperatur“  $t_1$  auf  $t_2$  im Zeitabschnitt  $Z$  zwischen  $0^\circ$  und  $40^\circ$  in der Gegend von Atmosphärendruck:  $\log t_2 = \log t_1 \left( \frac{\alpha + \beta t_2}{\alpha + \beta t_1} \right) - 1,48 \cdot Z \cdot \alpha \cdot \log e$ , worin die Apparatzkonstanten  $\alpha = 0,11$  und  $\beta = 0,0016$ , bestätigte sich gut für das kleinere Gefäß. Darin war das Verhältnis Oberfläche zu Volumen  $O:V = 3,7 \text{ dm}^2/\text{Liter}$ .

Bei unseren Gefäßen ist  $O:V$  derzeit  $1,4-1,7$ ; die Temperaturüberschüsse unseres Mantelgases gegen die Wand berechnen sich für homogene Erwärmung sicher zu hoch mit 0,007. Mit der Witzschen Formel ergäbe sich daraus für Luft, daß von der Heizwärme 5 Sekunden nach Beginn des Stromstoßes und unter der sehr übertriebenen Annahme, daß die Erwärmung praktisch sofort vollzogen sei, rund 7,3 v. H. an die Wand abgeflossen sei (nach 3 Sek. 4,5 v. H.).

Alle Versuche von Witz sind aber mit Temperaturgefällen von  $5^\circ$  und mehr gemacht, so daß da jedenfalls erhebliche Strömungen stattfanden. Da seine Formel herauf bis zu einigen  $50^\circ$  Unterschied gültig bleibt, muß sie diesen Einfluß ausgiebig berücksichtigen. Er wird aber bei unseren  $C_v$ -Messungen, besonders an der Wand, viel schwächer sein. Denn das Temperaturgefälle bleibt kleiner als  $0,01^\circ$ .

Für die  $C_v$ -Methode gibt also die Formel von Witz für die Wärmeübertragung Werte, die wohl nur die Größenordnung treffen.

Herr W. Nusselt<sup>1)</sup> verknallte Gasmischungen in kugelförmigen (20 und 60 cm Dm) Stahlgußgefäßen, maß den Druckverlauf manometrisch und schloß daraus auf die Temperaturen; er fand die Wärmeübergangszahl durch Leitung (S. 34 u. 35):

$$\alpha_b = 0,0730 \cdot \lambda_m \sqrt[3]{\left( \frac{\gamma_m}{\eta_m} \right)^2 \frac{\Theta}{T_m}} .$$

Darin ist 0,073 empirisch verpaßt,  $\lambda_m$  die Wärmeleitzahl in  $\text{kcal} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$ ,  $\gamma_m$  die Dichte in  $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ,  $\eta_m$  die innere Reibung in  $\text{kg} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $T_m$  die zwischen Ausgangs- und Endtemperatur gelegene mittlere Bezugstemperatur für diese Größen,  $\Theta$  das Temperaturgefälle zwischen Gas und Wand. Diese Wärme-

1) W. Nusselt, Forschungsarbeiten auf dem Gebiet des Ingenieurwesens. Heft 264. Ver. Deutscher Ingenieure. Berlin 1923.

übergangszahlen fallen für  $H_2$ ,  $CO_2$  und Luft fast gleich aus, im Einklang mit der Erfahrung von Witz, daß die Gasnatur wenig Einfluß habe; Reibungsgrößen und Dichten verdecken die Wärmeleitungsunterschiede in der Nusseltschen Formel so ziemlich. Übrigens ist auch nach seinen Erfahrungen keine Geltung der Formel für den Beginn des Wärmeaustausches anzunehmen.

Der Unterschied zwischen unseren experimentellen Bedingungen und denen bei Hrn. Nusselt ist so groß, daß wir die Ergebnisse nicht miteinander verknüpfen.

b) *Eigene Messung: Zeitlicher Druckverlauf bei adiabatischer Kompression*

a) *Messung von Wandverlust und Temperaturleitfähigkeit in Gasen*

Es scheint, daß Wärmeausgleichsmessungen zwischen festen Wänden praktisch unendlicher Wärmekapazität, und einem Gasraum mit so überaus geringer Übertemperatur, wie sie bei der  $C_v$ -Methode erzeugt wird, noch nicht vorliegen. Der Wärmeabfluß läßt sich bei uns sehr nahe einer Wandreaktion vergleichen, die sich im Gas wegen seiner geringen Wärmeleitung nur langsam abspielt.

Deshalb sind eingehende Messungen mit solchen Anordnungen in Aussicht genommen. Sie bieten einen Weg zur Messung nicht nur der benötigten Korrekturen für Wandverlust und Rohrverlust in einem, sondern auch der wahren (nicht mittleren) Temperaturleitung der Gase und ihres Temperaturkoeffizienten.

$\beta)$  *Zeitverlauf des Clément-Desormes-Versuchs*

Durch rasche adiabatische Kompression des Gases (Einpressen kleiner Gasmengen) in der Meßflasche erzeugten wir kleine Temperatursteigerungen, ähnlich wie sie bei der  $C_v$ -Messung selbst durch adiabatische Kompression des Mantelgases zustande kommen. Der Manometerausschlag der gesamten Kompression, wovon hier  $\frac{2}{7}$  (bei Luft; adiabatische Erwärmung) mit der Zeit verlorengehen, würde im Idealfall also dem Ausschlag bei einer  $C_v$ -Heizung vor „Ankunft“ des Wölkchens gleich sein (bei der auch  $\frac{2}{7}$  der Wärme im Mantel sitzt).

Zusammenfassend sind die Ergebnisse der Versuche:

1. Bei unseren  $C_v$ -Messungen hängt die Größe der Wärmeableitung von der Gasnatur ab, wahrscheinlich etwa im Verhältnis der Temperaturleitfähigkeiten.

2. Der Wärmeverlust ist ungefähr so groß, wie er sich unter Näherungsannahmen für reine Wärmeleitung berechnet. Bei den  $C_v$ -Messungen ist die Turbulenz an der Wand gewiß klein, so daß die Verluste hier den Temperaturleitfähigkeiten entsprechen werden.

3. Die Verlustzahlen sind noch zu hoch, weil bei allen bisherigen Kompressionsversuchen Überdruck und Temperaturgefälle an der Wand schon zu Beginn des Ausgleichs der Temperatur ganz ausgebildet ist, was auch den Berechnungen zugrunde liegt. Bei den  $C_v$ -Messungen aber bilden sich Überdruck und Temperaturgefälle erst allmählich aus und erreichen erst im Zeitintervall des Meßmoments ihr Maximum. Das kann auch mit der Kompression kopiert werden. Der Verlust wird dadurch, wie man aus den Zeitkurven (vgl. S. 11) ableitet, um ungefähr 20—25 v. H. erniedrigt. Daher hat man bei Luftfüllung mit einem

Verlust in 5 Sekunden von 10,5 v. H. der Mantelwärme

" " 3 " " 7,5 " " "  
= rd. 2 v. H. der Gesamtwärme

zu rechnen. Änderung der Temperaturleitfähigkeit um 15 v. H. ändert den Verlust um 10 v. H.; die Änderung auf 3 v. H. zu kennen, reicht also hier hin.

4. Für manche Gase kennt man heute die Temperaturleitfähigkeit noch nicht genügend, um die Korrektion für den Wärmeverlust bis auf 0,4 v. T. genau anzubringen.

Im allgemeinen bedingt dies aber kaum eine größere  $C_v$ -Unsicherheit als ein oder wenige Promille.

Bei der Mischgasmethode kann man durch Mischung mit anderen Gasen entgegengesetzten Verhaltens ein Meßgas mit gleicher Temperaturleitfähigkeit wie die des Normiergases herstellen und so die Korrektion umgehen.

#### γ) Direkte Messung des Wandverlusts im $C_v$ -Apparat

Man kann die Differenz der Wärmeverluste zwischen beiden Flaschen und zwischen Normier- und Meßversuch unmittelbar im  $C_v$ -Meßapparat feststellen. Dazu setzt man die Gasbüretten unten an, womit man die adiabatischen Kompressionen ausführt. Am Zeitverlauf des Differentialausschlags am DM verfolgt man die Änderung der Verlusstdifferenz. Das ist ein

direkter Weg zur Messung des Wandverlustfehlers unter den Verhältnissen der  $C_v$ -Messung.

Die Tatsache ist wichtig, daß man die volle Korrektion an den gemessenen  $C_v$ -Zahlen ohne Schwierigkeit auch später noch, sobald die Temperaturleitfähigkeitsmessungen vorliegen werden, anbringen kann.

### 5. Einfluß des Verhältnisses Oberfläche:Volumen in der Ölflasche auf den Wärmeverlust

#### a) Allgemeines

Entsprechend der  $C_v$ -Verschiedenheit von Normiergas und Meßgas ändert sich in der Ölflasche das Luftvolumen und das Verhältnis Oberfläche:Volumen zwischen Normier- und Meßversuch, und damit der Wärmeverlust an der Flaschenwand, der  $O/V$  nahe proportional ist.

#### b) Beträge der Korrektion

$O/V$  kann sich in der jetzigen Ölflasche (nicht ganz geeigneter Form) zwischen 1,4 und 1,7 dm<sup>2</sup>/Liter ändern, d. h. extrem um 20 v. H.; der Wärmeverlust ist rd. 2 v. H. der Heizenergie, so daß von hier aus extrem nur Promille oder Bruchteile davon als Fehler auftreten (vgl. Fig. 10).

#### c) Berechnung der $O/V$ -Korrektion

Die Änderungen von  $O/V$  kann man aus den Abmessungen der Ölflasche auf 2 v. H. genau ausrechnen, was also weitaus genügt. Den Wärmeverlust selbst erhält man mit der Differentialmethode genau genug.

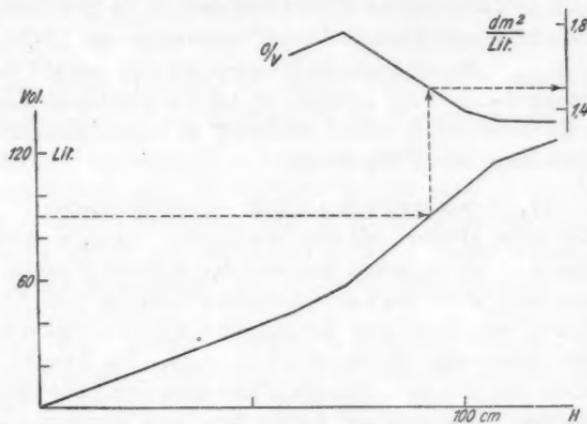
Im äußersten Fall braucht er sogar nur auf 10 v. H. sicher zu sein, während bei 10 (5) v. H.  $C_v$ -Verschiedenheit des Meßgases schon 50 (100) v. H. Genauigkeit hinreichen.

Ist z. B.  $C_v$ -Meßgas 10 v. H. größer als  $C_v$ -Normiergas, also auch das Meßvolumen 10 v. H. größer als das Normervolumen (z. B. 77 statt 70 L.), so fällt  $O/V$  der Ölflasche um 3,5 v. H. von 1,73 auf 1,67. Der Wärmeverlust der Ölflasche (rd. 2 v. H. der Heizenergie) wird also um 3,5 v. H. kleiner; das sind 0,7 v. T. der Heizenergie;  $C_v$ -Meßgas wird dann 0,7 v. T. zu hoch. Zur sicheren Korrektion braucht hier der Wärmeverlust der Ölflasche nur auf 50 v. H. genau bekannt zu sein.

#### d) Messung der zur Heizeverhältnisänderung addierten Korrektion

Mißt man mit großem und kleinem Normervolumen, so bekommt man verschiedene  $C_v$ -Werte. Bringt man an beiden

die Korrektion für die Rohrvolumina an (S. 41), so erhält man zwei  $C_v$ -Werte, die abhängen vom Heizverhältnis und von  $O/V$ , welche beiden Verhältnisse für die beiden  $C_v$  immer gleich-



Oberfläche: Volumen in der Ölflasche, aufgetragen gegen das Luftvolumen.  
H Höhe des Ölstands unter der Flaschendecke.

Fig. 10

zeitig verschieden sind. Man kann sie nur noch rechnerisch trennen und hat also damit noch eine gewisse Kontrolle (s. S. 22).

#### e) $V$ -Änderung bei $O/V$ -Änderung ist kompensiert

Dieselbe Energie heizt in der Ölflasche bei Normier- und Meßversuch verschiedene Luftpunkte. Daß demgemäß zwischen beiden Versuchen die Temperatursteigerung und ihr Gefälle gegen die Flaschenwand verschieden ist, hat deshalb keinen Einfluß auf  $C_v$ , weil in der Meßflasche infolge der  $O/V$ -Verschiedenheit dieselbe Änderung eintritt. Über den Einfluß von  $O/V$  bei verschiedener Ölfüllung, der am Beispiel von  $\text{SO}_2$  behandelt wurde, sind Messungen gemacht worden, worüber a. a. O. berichtet wird.

### III. Strömungsverluste: Kinetische Energie des Wölkchens

Ein Teil der Heizwärme geht in kinetische Energie des Wölkchens und dadurch beschleunigter Teile des Mantelgases über. Ohne Wölkchen kann man nicht messen. Also liegt in diesem Prinzip der Messung eine Durchbrechung anderer

Prinzipien von ihr; daß dies aber in die Fehler fällt, sieht man aus folgendem:

Die Masse der Wolke ist höchstens  $10^{-2}$  Mol, also rund 0,3 Gramm. Die Geschwindigkeit höchstens  $\frac{1}{4}$  m in 4 Sekunden, so daß die kinetische Energie 18 erg, also weniger als  $1,5 \cdot 10^{-7}$  cal ausmacht. Da die eingesandte Energie für den gewählten Fall mindestens  $5 \cdot 10^{-2}$  cal beträgt, so ist die kinetische Energie des Wölkchens selbst schon bestimmt zu vernachlässigen und a fortiori auch ihre Differenzen.

#### IV. Arbeitsverluste am Differentialmanometer

Ein sehr kleiner Teil der zugeführten Energie dient zu einer Arbeitsleistung gegen das Gas der anderen Flasche, weil der Ausschlag nicht bis zum Meßmoment streng Null bleibt. Der Betrag wird aber von der anderen Flasche rückvergütet, weil der Ausschlag wieder zu Null wird. Es handelt sich wesentlich nur um eine einmalige Energieschwingung zwischen den Flaschen. Wie groß die beiden Beträge höchstens sind, ist leicht abzuschätzen. Da der Druck 1 Atm. fast konstant bleibt, so ist nur der Volumenzuwachs (3 Skt. =  $\frac{1}{8}$  mm Länge = 0,8 mm<sup>3</sup>) mit höchstens  $0,8 \cdot 10^{-6}$  Liter anzusetzen, was bei isothermer Änderung rund  $2 \cdot 10^{-5}$  cal ausmacht; das fällt auch bei kleinsten Heizenergien in die Fehler.

Eine Arbeitsleistung nach außen kommt wegen der Abgeschlossenheit der Apparatur nicht in Frage.

#### C. Formulierung der Korrektionsglieder für Inkonsistenz der Wärmemengen innerhalb eines Doppelversuchs

Für die Berechnung der  $C_v$ -Messung mit den prinzipiellen Formeln<sup>1)</sup> wird die Konstanz des wirklichen Heizverhältnisses  $\frac{M_1}{M_2} = \frac{M_1'}{M_2'}$  gefordert. Weil aber weder die Heizung, noch die Verluste im allgemeinen solche Zahlenwerte haben, daß dies streng erfüllt wäre, so entstehen Fehler.

Diese Abweichungen des gefundenen  $C_v$  vom wahren  $C_v$  sind den Abweichungen von der Konstanz des Heizverhältnisses notwendig so lange hinreichend proportional, als sie hinreichend klein sind.

In der Tat sind sie immer so klein, daß es mithin ge-

---

1) Vgl. M. Trautz, Ann. d. Phys. u. E. Leonhardt. Inaug.-Diss. l.c.

nügt, die Abweichungen von der Konstanz des Heizverhältnisses festzustellen.

Wir drücken sie durch Fehlerfaktoren  $1 + f$  aus, die wir den Heizenergien  $Q$  beifügen. Wäre das ideale Heizverhältnis  $\frac{M_1}{M_2} = \frac{Q_0}{Q_m}$ , wo sich der Zähler auf die Öl-, der Nenner auf die Meßflasche bezieht, so ist es beim Normierversuch im Verhältnis  $\frac{1 + f_0}{1 + f_m}$ , im Meßversuch im Verhältnis  $\frac{1 + f'_0}{1 + f'_m}$  abzuändern; denn ohne diese Faktoren ist es in Wirklichkeit im Normierversuch und im Meßversuch vom idealen verschieden. Denn in beiden Versuchen und in beiden Flaschen finden individuelle Störungen der Konstanz der Wärmemengen statt, teils schon gelegentlich der Heizung, teils vermöge der ungleichen Verluste.

Die Wärmemengen heben sich aber aus den Grundgleichungen zur Berechnung von  $C_v$  insoweit heraus, als das Verhältnis konstant bleibt. Also ist  $C_v$  roh mit

$$\frac{(1 + f_m)(1 + f'_0)}{(1 + f_0)(1 + f'_m)} = 1 + (f'_0 - f_m) - (f_0 - f_m)$$

zu multiplizieren, um das wahre  $C_v$  zu erhalten. Die  $f$  bedeuten dabei die absoluten Beträge der Bruttoverluste beim betreffenden Meßmoment, in Bruchteilen der Mengen 1 ausgedrückt; m. a. W. die positiv gezählten relativen Verlustfaktoren.

Jedes  $f$  setzt sich aus den Teilfehlern zusammen, die wir jetzt zusammenstellen wollen.

a)  $\Delta_t$  (vgl. S. 26, 33) und

b)  $\Delta_p = -\Delta_s$  (vgl. S. 33) werden durch Messung bei Serie- und Parallelschaltung experimentell bestimmt und ausgeschieden.

c) Wärmeverlustfehler treffen die 2 Zustände (Normier- und Meß-Z.) in den 2 (Öl- u. Meß-)Flaschen.

Wir formulieren sie so:

*α) Der Strahlungsfehler*

$\Delta_{str}$  wird aus der Stromstärkeabhängigkeit des sonst vollständig korrigierten  $C_v$  roh durch Extrapolation auf die Stromstärke Null bestimmt.

*β) Der Fußverlust*

$\Delta_F$  lässt sich bei zweckmäßigen, zweifüßigen Heizkörpern z. T. ganz vermeiden. Wird andernfalls aus ihren Abkühlungskurven bestimmt.

γ) Die Verluste an Kompressionswärme sind zweierlei:

1. Der von praktisch isothermer Kompression bedingte Rohrverlust (vgl. S. 41); er hängt nach 1 sec von der Zeit nicht mehr ab.

$$\Delta_r = \left[ \left( \frac{v}{V} \right)_M \cdot \left( \frac{R}{C_{p_N}} - \frac{R}{C_{p_M}} \right) - \left( \frac{v}{V_N} \right)_O \cdot \frac{R}{C_{p_L}} \cdot \left( 1 - \frac{C_v \text{-Normiergas}}{C_v \text{-Meßgas}} \right) \right].$$

2. Auch noch nach den Wartefristen hängt von der Zeit merklich ab der Betrag der nach der Flaschenwand abgeföhrten adiabatisch erzeugten Kompressionswärme. Er hängt weiter von der Inkonstanz des  $O/V$  und der Wartefrist sowie von der Verschiedenheit zwischen Meß- und Normiergas ab.

Nennen wir  $y$  die Bruchteile der abgeföhrten Kompressionswärme. Dann entsprechen dem

Normierversuch	Meßversuch
Zeit $z$ (Wartefristen)	Zeit $z'$
$f_0 = \left( y_0 \frac{R}{C_L} \right)$ , $f_m = \left( y_m \frac{R}{C_N} \right)$ ; $f'_0 = \left( y'_0 \frac{R}{C_L} \right)$ , $f'_m = \left( y'_m \frac{R}{C_M} \right)$	
Ölflasche	Meßflasche

a) Ein  $y$ , nämlich  $y_m$  wird für Luft (als benütztes Normiergas z. B.) aus der Wärmeleitung berechnet. Wäre das Meßgas eines von Temperaturleitfähigkeit  $\ell'$  (gegen die von Luft mit  $\ell$ ), so wäre  $(y_m)_{z \cdot \ell'/\ell}$  statt  $(y_m)_z$  zu setzen. Der Weiser gibt an, auf welche Wartefrist man sich beziehen muß. So findet man  $f_m$ .

b) Die Größe  $y_0$  ist offenbar gleich

$$y_0 = (y_m)_z \cdot \frac{\frac{O}{V} \text{ Ölflasche Normierversuch}}{\frac{O}{V} \text{ Meßflasche}}.$$

Damit kennt man  $f'_0$ .

c) Es wird:

$$y'_0 = (y_m)_{z'} \cdot \frac{\frac{O}{V} \text{ Ölflasche Meßversuch}}{\frac{O}{V} \text{ Meßflasche}}$$

Damit kennt man  $f'_0$ .

d) Für konstante Wartefrist wird  $y'_m = (y_m)_{z \cdot \ell'/\ell}$ . Für die allgemeinere inkonstante aber:

$$(y'_m) = (y_m)_{z' \cdot \ell'/\ell}.$$

Damit kennt man  $f'_m$ .

So wird der Gesamtfehler, den die Ableitung adiabatischer Kompressionswärme bedingt:

$$\Delta_w = - \left[ (y_m)_z \cdot \frac{\frac{O}{V} \text{Ölflasche Normierversuch}}{\frac{O}{V} \text{Meßflasche}} \frac{R}{C_L} - (y_m)_{z'} \cdot \frac{v'}{l} \cdot \frac{R}{C_N} \right] \\ + \left[ (y_m)_{z'} \cdot \frac{\frac{O}{V} \text{Ölflasche Meßversuch}}{\frac{O}{V} \text{Meßflasche}} \frac{R}{C_L} - (y_m)_{z'} \cdot \frac{v'}{l} \cdot \frac{R}{C_M} \right].$$

Dieser Ausdruck ist meist zu allgemein. Für Luft = Normiergas wird

$$\Delta_w = - \left[ (y_m)_z \cdot \frac{R}{C_L} \cdot \frac{\frac{O}{V} \text{Ölflasche Normierversuch} - \frac{O}{V} \text{Meßflasche}}{\frac{O}{V} \text{Meßflasche}} \right] \\ + \left[ (y_m)_{z'} \cdot \frac{\frac{O}{V} \text{Ölflasche Meßversuch}}{\frac{O}{V} \text{Meßflasche}} \frac{R}{C_L} - (y_m)_{z'} \cdot \frac{v'}{l} \cdot \frac{R}{C_M} \right].$$

Behält man die letzte Voraussetzung bei und setzt noch  $z = z'$ , so wird:

$$\Delta_w = - \left[ (y_m)_z \cdot \frac{R}{C_L} \cdot \left( \frac{\frac{O}{V} \text{Ölf. Normierv.} - \frac{O}{V} \text{Ölf. Meßvers.}}{\frac{O}{V} \text{Meßflasche}} - 1 \right) \right] \\ + \left[ (y_m)_{z'} \cdot \frac{v'}{l} \cdot \frac{R}{C_M} \right].$$

Dies ist die meist benützte Formel. Der Übersichtlichkeit wegen sind an die Molarwärmen hier die Weiser  $p$  nicht mehr angehängt; es handelt sich immer um  $C_p$  (wegen der adiabatischen Kompression).  $\Delta_w$  aber ist der Faktor, womit  $C_v$  zu multiplizieren ist, um die additive Korrektion zu erhalten, die man  $C_{v,\text{roh}}$  zuzufügen hat.

Die Ungleichheit der Wartefristen zwischen beiden Teilen des Doppelversuchs, die zwischen Stromstoßbeginn und Beginn des Ableseintervalls am DM verstreicht, haben wir darin bereits berücksichtigt; es trat statt der Zeit  $z$  eine Zeit  $z'$  zu  $v'/l$

als Bezugszeit. Die Zeiten  $z$  und  $z'$  unterscheiden sich kaum um mehr als  $\frac{1}{2}$  sec, wie Messung zeigt. Das macht in dem schon extremen Fall von  $\text{CO}_2$  erst 10 v. H. an der für  $z = z'$  berechneten Korrektion aus, bedingt also selbst hier nur 1 v. T. an  $C_v$ . Die Differenz  $z - z'$  auf  $\frac{1}{4}$  sec genau zu kennen, reicht also selbst hier für  $\frac{1}{2}$  v. T. Genauigkeit an  $C_v$  hin. Bei kleineren  $\Delta_w$  genügt noch wesentlich geringere Genauigkeit der Kenntnis von  $z - z'$ .

### III. Teil: Die Meßbereicherweiterung und die dabei erzielbaren Genauigkeiten von $C_v$ (Mischgasmethode)

#### A. Meßbereicherweiterung

Das Luftvolumen der Ölflasche kann man zwischen rund 60 Liter und 120 Liter stufen, so daß man in der Meßflasche noch ein Meßgas messen kann, dessen  $C_v$  doppelt oder halb so groß ist als  $C_v$ -Normiergas.

I. Gewöhnlich nimmt man Luft ( $C_v = 5$ ) als Normiergas. Damit kann man also mit einer Fehlergrenze von 0,4 v. T. nach unten noch Edelgase messen, nach oben bis zu einem  $C_v = 10$ .

#### II. Zur Messung größerer $C_v$ kann man entweder

a) ein bereits gemessenes Gas mit größerem  $C_v$  als Normiergas verwenden und so in zweiter Stufe bis zu  $C_v = 20$ , in einer dritten noch darüber (höher als  $C_v = 30$  ist nicht nötig, da die Körper hier flüssig oder fest bei Zimmertemperatur) kommen, wobei sich der prozentuale Fehler verdoppelt bzw. verdreifacht. Oder

b) man mischt die zu messenden Gase („Prüfgase“) mit anderen („Beigasen“) von bekanntem  $C_v$  (Mischgasmethode). Dem verringerten Anteil an Prüfgas entsprechend ist natürlich auch die Genauigkeit seines  $C_v$  verringert.

Bei einer Genauigkeit des  $C_v$ -Meßgasgemisches von 0,4 v. T. erhält man  $C_v$ -Prüfgas auf den Bruchteil  $\Delta$  genau:

$$\Delta\text{-Prüfgas} = 0,0004 \left( 1 + \frac{C_v \cdot \text{Molproz. Beigas}}{C_v \cdot \text{Molproz. Prüfgas}} \right).$$

Um für das  $C_v$ -Prüfgas diese Genauigkeit zu bekommen, muß anderseits  $C_v$ -Beigas auf den Bruchteil:

$$\Delta\text{-Beigas} = 0,0004 \left( 1 + \frac{C_v \cdot \text{Molproz. Prüfgas}}{C_v \cdot \text{Molproz. Beigas}} \right)$$

genau bekannt sein.

Dasselbe  $\Delta$ -Prüfgas ( $\Delta$ -Beigas) gilt für die nötige Genauigkeit, womit man die Konzentration kennen muß an Prüf- (Bei-) Gas in Molproz. (= Volproz.) Meßgas ausgedrückt.

Z. B. wird bei  $N_2$  als Beigas sogar noch ein  $C_v = 30$  bei 2 Proz. Prüfgaskonz. auf 8,7 v. T. genau,

"  $C_v = 40$  " 1 " " " 5 " "

was den vom Mischverfahren allein herrührenden Fehler anlangt; oder man braucht, wenn man 2 v. H.  $H_2$  einem Gas mit  $C_v = 10$  beimischt,  $C_v H_2$  nur auf 4 v. H. genau zu kennen.

### B. Die Mischgasmethode

Man handhabt hier die  $C_v$ -Messung im ganzen wie bei reinen Gasen. Fragestellungen, Berechnungsweisen, Genauigkeitsfragen sind a. a. O.<sup>1)</sup> behandelt. Nur die Wirkung des Mischverfahrens auf die DM-Ausschläge bleibt zu besprechen.

*Die Wirkung des Mischverfahrens auf die Wärmeabgabe ans Gas.* Man behandelt hier zweckmäßig getrennt:

1. Die Wirkung auf die *Abkühlungsgeschwindigkeit der Heizkörper*.  $N_2$  mit kleinem Zusatz eines Dampfes wird nur wenig anders isolieren als etwa reiner  $N_2$ . Daher wird der Zeitverlauf der Abkühlung des Heizkörpers sich nicht erheblich ändern; meist dürfte die Änderung fast oder auch ganz in der Fehlergrenze bleiben. Da es aber auf die Differenz der Abkühlungsgeschwindigkeiten ankommt, wenn man die Differentialausschläge betrachtet, vor allem ihr Anfangsstück, so wird dieses den Einfluß nicht selten merken lassen. Kühlt es besser, schlägt es zu früh.

2. Die *Strahlungsemission* wird deshalb auch in der Hauptsache gleich bleiben, wohl innerhalb der Fehlergrenze. Allenfalls kann sie durch die Kühlung bei Zusatz von sehr wasserstoffreichen und deshalb wasserstoffähnlichen Dämpfen etwas verringert werden. Dann kommt der Ausschlag von dem betreffenden Gas her zu früh.

3. Die *Strahlungsabsorption* dagegen, weil im wesentlichen unabhängig von der Temperatur, kann sich bei kleinen Dampfzusätzen recht stark ändern, so daß es zu merklichem Wärmegewinn des Gases aus der Strahlung, also zu einem zu kleinen  $C_v$  kommt, und zu einem zu frühen Ausschlag von ihm.

Man darf also, namentlich aus den Erstausschlägen folgendes schließen:

1) M. Trautz, a. a. O., S. 483—489.

Gas schlägt früh Ursachen:	Gas schlägt spät Ursachen:
I. Starke Infrarotabsorption (z. B. bei OH im Dampf)	Schwache Infrarotabsorption (Wenig entwickelte thermische Freiheiten)
oder II. Große Temperaturleitung Das gemessene $C_v$ wird zu klein	oder Kleine Temperaturleitung $C_v$ wird zu groß

### Übersichtstafeln

#### 1. Kennzahlen des Apparats für $C_v$ -Messung Reproduzierbarkeit, Genauigkeit, Empfindlichkeit

##### I. Differentialmanometrie

Rohrweite . . . . .	3 mm
Flüssigkeitslänge . . . . .	20—30 mm
Neigung . . . . .	2°
Flüssigkeit . . . . .	Benzoesäureäthylester
Empfindlichkeit . . . . .	1 mm = $5,5 \cdot 10^{-8}$ mm Hg = $7,2 \cdot 10^{-6}$ Atm.
Ablesegenauigkeit . . . . .	$\frac{1}{150}$ mm Ester
Empfindlichkeitsgrenze . . . . .	$1,7 \cdot 10^{-8}$ Atm.
Reproduzierbarkeit . . . . .	{ 2 v. T. für statische Ausschläge 0,4 v. T. für nicht statische Ausschläge

##### II. Heizung

Heizenergie extrem (Wandverlust rund 2 v. H. davon) . . . . .	0,05—0,25 cal
Primärstromstärke im Mittel . . . . .	2—4 Amp.
Stromstoßdauer rund . . . . .	$\frac{1}{7}$ Sek.
Meßmoment nach Stromunterbrechung rund . . . . .	2—4 Sek.
Höchsttemperatursteigerung des Heizkörpers rund . . . . .	50—100°
Wölkentemperatur über der Manteltemperatur rund . . . . .	2°
Manteltemperatursteigerung maximal . . . . .	0,003°

Bezugstemperatur des gemessenen  $C_v$  ist die Manteltemperatur. Alle Korrekturen auf ideales Gas sind für die Bedingungen des Mantelgases anzusetzen.

Drucksteigerung . . . . .	$5 \cdot 10^{-5}$
Volumen der Ölflasche . . . . .	60—120 Liter
Volumen der Meßflasche rund . . . . .	70 Liter

##### III.

Empfindlichkeitsgrenze an $C_v$ . . . . .	0,4 v. T. zugleich maximale Absolutgenauigkeit.
---	--

#### 2. Wesentliche apparative Maßnahmen (Übersicht)

##### I. Manometrie

Flüssigkeits-Differentialmanometer mit

kurzer Säule, nicht zu starker Rohreigung, kleiner Dämpfung, konstanter Temperatur, betrachtet mit stärkerer optischer Vergrößerung.

## II. Heizung

Heizkörper mit kleinem Temperaturkoeffizienten des Widerstands (Pt-Ag)  
aus langen, dünnen, schmalen Streifen,  
mit (großer Oberfläche) möglichst tiefer Temperatur,  
beide Heizkörper möglichst gleich, nur 2 Zuleitungen.

Rohrvolumen zwischen den Flaschen klein.

Form der Ölflasche so, daß  $O/V$  bei der Ölvariation konstant bleibt.

### 3. Wesentliche experimentelle Maßnahmen (Übersicht)

#### I. Manometrie

*Schleppung auf Null* beobachtet } zur Kontrolle photograph.  
allefalls Nullschnitt " registriert  
erreichbar mit Variation der Ölfüllung und der Strom-  
belastung und wenn nötig mit Mischgasmethode, oder zeit-  
licher Stromstoßstufung.

## II. Heizung

„Konstanz“ des Primärstroms (bei den bisherigen Heizkörpern auf 0,02 Amp.; bei untereinander ähnlicheren reicht geringere Genauigkeit aus). Er sei so klein als möglich.

„Konstanz“ der Flaschentemperaturdifferenz, soweit möglich.

Mehrere Doppelversuche nebeneinander im selben Apparat am selben Gas (Ölvolumen dabei möglichst wenig variieren).

Serie- und Parallelmessung (Eliminierung des Meßgasfehlers am Heizkörper). Wenn nötig Mischgasmethode für möglichst gleiche Heizkörperkühlung.

### 4. Zwecke und maßgebende Faktoren bei der Mischgasmethode

a) für	b) für	c) für	d) für
Gleichzeitig wandernde gleiche Wölkchenform geeigneter Art	Gleiche Heizkörperkühlung	Gleiche Wandableitung	Meßbereichserweiterung (Dampfdruck)
maßgebend: Wärmeleistungen und Reibung	Bekämpfung von „Inkonstanz“ [der Energieverteilung], d. Strahlungsverlusts [d. Fußverlusts, d. Wärmerests]	maßgebend: Temperaturleitung Bekämpfung von „Inkonstanz“ des Wandverlusts	

Geeignete Wölkchenform ist unerlässliche Meßbedingung.  
Bekämpfung von [Ungleichzeitigkeit der Wölkchenwanderung]

[ ] bedeutet, daß der Fehler apparativ vermeidbar und also diese Korrekturen zu umgehen sind.

5. Zweck der Verwendung von Serien- und Parallelschaltung ist die Bekämpfung der „Inkonstanz“ der Energieverteilung vom Meßgas und von der Änderung der Flaschentemperaturdifferenz her.

#### 6. Kurze Übersicht einer vollständigen $C_v$ -Messung

(Umständlicherer Fall: Das Prüfgas ein Dampf)

1. Überschlagsberechnungen der zu erwartenden Dampfkonzentration (aus dem Dampfdruck) und das  $C_v$ -Meßgas; gegebenenfalls auch (aus der Wärmeleitfähigkeit) der nötigen Beigasmengen zur Erzielung gleicher Heizkörperkühlung (evtl. mit Vorversuch dafür). Dementsprechend dosiert man für die Meßversuche die Gase bei der Füllung [Gase manometrisch, Dämpfe durch die Temperatur des Kondensats, durch welches man das (Haupt-) Gas perlen läßt].

2. Durchführung der  $C_v$ -Messung in mehreren Doppelversuchen (3 und 4 Amp., bei Parallel- und Serienschaltung der Heizkörper).

Aus den Normier- und Meßvolumina erhält man  $C_v$ -Meßgas nach:

$$C_v\text{-Meßgas} = C_v\text{-Normiergas} \cdot \frac{(\text{Meßvol.} \cdot \text{Dichte} \cdot \text{Spann.-Koeff.}) \cdot \text{Meßgas}}{(\text{Normiervol.} \cdot \text{Dichte} \cdot \text{Spann.-Koeff.}) \cdot \text{Normiergas}}$$

3. Apparative und experimentelle Korrekturen sind daran anzubringen.

$\Delta_p$  ( $= \Delta_s$ ) wird aus der  $C_v$ -Messung selbst entnommen ( $\Delta_t$  in  $\Delta_p$  enthalten) (Differenz von  $C_v$ -Messung bei Parallel- und Serienschaltung).]

$\Delta_{St}$  wird genähert mit der Wärmeleitfähigkeit berechnet, sofern nicht experimentell bestimmt oder infolge Mischgasmethode entbehrlich.

$\Delta_w$  wird mit der Temperaturleitfähigkeit der Gase berechnet.

$\Delta_r$  und  $\Delta_{O/V}$  erhält man mit dem  $C_v$ -Wert der Gase.

4. Aus dem so korrigierten  $C_v$ -Meßgas wird das gesuchte  $C_v$ -Prüfgas unter Benutzung der Konzentrationen berechnet. Diese kennt man aus der Dosierung bei der Füllung oder aus der Präzisionsanalyse des Meßgases.

Analyse, statt chemisch, möglichst durch Tiefkühlung und Kondensatwägung, und tunlichst mittels Restgasmethode.

Die nötige Genauigkeit der Konzentrationsmessungen geben die Größen  $\Delta_p$  und  $\Delta_B$  an.

5.  $C_v$ -Prüfgas wird so optimal auf seinen Bruchteil  $\Delta_p$  genau erhalten.

#### 7. Gesamtübersicht der Korrekturen am gemessenen $C_v$

1. Inkonstanz der Flaschentemperatur (S. 27):

$$|\Delta_t| = \alpha [(t_1' - t_1) - (t_2' - t_2)] = \alpha [(t_1' - t_2') - (t_1 - t_2)]$$

bei Parallelschaltung +  $\Delta_t$ ,  
bei Serienschaltung -  $\Delta_t$ ,

oder: Experimentelle Bestimmung von  $\Delta_t$  aus Parallel- und Serienmessung.

[2.] Inkonstanz der Energieverteilung (S. 83):

$$\Delta_p \cdot \frac{W_1}{W_2} = \Delta_s \cdot \frac{W_2}{W_1} = -\alpha [(\bar{\vartheta}_1 - \bar{\vartheta}_2) - (\bar{\vartheta}'_1 - \bar{\vartheta}'_2)],$$

$$\text{genügend genau } = -\alpha (\bar{\vartheta}'_2 - \bar{\vartheta}_2)$$

oder genauer: Experimentelle Bestimmung aus Parallel- und Serienmessung, wobei

$$C_v \text{ wahr} = \frac{C_v \text{ par.} + C_v \text{ ser.}}{2} \text{ für } w_1 = w_2.$$

### Verlustkorrekturen

8. Inkonstanz des Strahlungsverlustes (S. 55):

$\Delta_{Str}$  wird aus der Stromstärke-Abhängigkeit des sonst vollständig korrigierten  $C_{v,\text{roh}}$  durch Extrapolation auf Stromstärke Null bestimmt.

[4.] Inkonstanz des Fußverlustes (S. 55):

$\Delta_F$  lässt sich bei zweckmäßigen zweifüßigen Heizkörpern zum Teil vermeiden. Wird andernfalls aus ihren Abkühlungskurven bestimmt.

5. Inkonstanz der Rohrableitung (S. 41 u. 57):

$$\Delta_r = \left[ \left( \frac{v}{V} \right)_M \cdot \left( \frac{R}{C_{p,N}} - \frac{R}{C_{p,M}} \right) \right] - \left[ \left( \frac{v}{V_N} \right)_O \cdot \frac{R}{C_{p,L}} \cdot \left( 1 - \frac{C_v \text{-Normiergas}}{C_v \text{-Meßgas}} \right) \right].$$

6. Inkonstanz des Wandverlustes (S. 57):

$$\Delta_w = - \left[ \begin{array}{l} (y_m)_s \cdot \frac{R}{C_{p,L}} \cdot \frac{\frac{O}{V} \text{ Ölflasche Normierversuch} - \frac{O}{V} \text{ Meßflasche}}{\frac{O}{V} \text{ Meßflasche}} \\ + \left( y_m \right)_{z'} \cdot \frac{R}{C_{p,L}} \cdot \frac{\frac{O}{V} \text{ Ölflasche Meßversuch}}{\frac{O}{V} \text{ Meßflasche}} - \left( y_m \right)_{z'} \cdot \frac{v}{l} \cdot \frac{R}{C_{p,M}} \end{array} \right]$$

für Luft als Normiergas.

7. Genauigkeit der Mischgasmethode. Umrechnung der Konzentrationen bei ihr. Genauigkeit des gemessenen  $C_v$ -Prüfgas und nötige Genauigkeit seiner Konzentration

$$\Delta_P = 0,0004 \left( 1 + \frac{C_v \text{ Molproz. Beigas}}{C_v \text{ Molproz. Prüfgas}} \right).$$

Nötige Genauigkeit des  $C_v$ -Beigases und der Beigaskonzentration

$$\Delta_B = 0,0004 \left( 1 + \frac{C_v \text{ Molproz. Prüfgas}}{C_v \text{ Molproz. Beigas}} \right).$$

Die in Klammern gesetzten Nummern sind bei der Mischgasmethode für hinreichend gleiche Heizkörperkühlung entbehrlich.

8. Übersicht über Vorzeichen und Größe der Korrekturen an  
Beispielen.

Gas	Prüfgas		Wärmeleitfähigkeit		Meßgas Temperaturleitfähigkeit $a \cdot 10^1$	$\Delta_F = -\Delta_s$ bei Pt-Ag v. T.	$\Delta_F$ v. T.	$\Delta_{Str}$ v. T.	$\Delta_r$ v. T.	$\Delta_s$ v. T.
	Molproz. im Meßgas	Molarwärme $C_v$	Meßgas mittl. Molarwärme $C_v$	Prüf- gas $\lambda \cdot 10^4$	Meßgas $\lambda \cdot 10^4$					
Luft	100	4,98	4,98	0,56	0,56	2,54	—	—	—	—
N <sub>2</sub>	100	4,99	4,99	0,56	0,56	2,52	—	—	—	—
O <sub>2</sub>	100	4,99	4,99	0,57	0,57	2,56	—	—	—	-0,2
CO <sub>2</sub>	100	6,89	6,89	0,33	0,33	1,073	-1,6~2	-2~5	-1	-0,6 +7,9
H <sub>2</sub>	100	4,87	4,87	4,1	(ungenau)	18,9	+2~8	+5~12	+2	+0,1 -32,4
CH <sub>4</sub>	100	6,52	6,52	0,72	0,72	2,48	0~+0,6	+0~1	+0,3	-0,5 +1,4
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	8,3	21,8	5,55	0,25	0,64	2,60	0~0,4	+1,1	+0,4	-0,2 +0,2
Äthylacetat	8,2	30	5,8	0,23	0,66	2,57	0~0,4	+1,4	+0,4	-0,3 +3,5
Aceton	9,2	19	6,3	0,26	0,62	2,20	0~0,4	+0,8	+0,3	-0,5 +2,7
Ar	100	3,07	3,07	0,39	0,39	2,85	-1,0-1,2	-1,4-8,4	-0,6	+1,6 -0,8

Die stark eingerahmten Korrekturen können bei zweckmäßiger Anordnung verschwinden, so daß nur die Strahlungskorrektion  $\Delta_{Str}$  und die beiden Leitungskorrekturen  $\Delta_r$  und  $\Delta_s$  übrigbleiben.

Mangelhafte Vollständigkeit und Ungenauigkeit derjenigen Zahlen, deren man für die Korrekturen bedarf, d. h. eben die Spärlichkeit der Wärmeleitungsmessungen bedingt, daß sich die Korrekturen in dieser Tafel nicht so genau auswerten lassen, wie es heute sonst möglich wäre.

#### Zusammenfassung

1. Experimentell und theoretisch wurde untersucht, welche Voraussetzungen für die Berechnung von  $C_v$ -Messungen (mit der elektrischen Differentialmethode) nach den in der ersten Abhandlung<sup>1)</sup> gegebenen Formeln nicht streng erfüllt sind und deshalb konstante methodische Fehler bedingen.

2. Experimentell und theoretisch wurde festgestellt, wie und mit welchen Hilfsmitteln man sich der gewünschten Erfüllung der Voraussetzungen am meisten annähert. Manche Fehler lassen sich selbsttätig beseitigen.

3. Die konstanten Fehler röhren von mangelhafter Gleichheit der beim Differentialverfahren verglichenen Erscheinungen zwischen beiden Teilen des Doppelversuchs.

1) Vgl. M. Trautz, Ann. d. Phys. 83. S. 457-497. 1927.

4.  
—  
y. T.  
—  
-0,3  
+7,9  
-32,4  
+1,4  
+0,2

6. Ausdrücke für die Bestimmung dieser Fehler und Wege zu ihrer experimentellen Ermittlung werden zusammengestellt.

5. Eine Übersicht zeigt die Ungefährbeträge dieser Fehler, worunter der von Wärmeableitung zur Flaschenwand herrührende am größten sein kann.

6. Die Fehler lassen sich, sofern man nicht zur Messung von Gasmischungen genötigt ist, unter  $\frac{1}{2}$  Promille bringen; damit ist die Aufgabe, der Reproduzierbarkeit eine gleiche Genauigkeit der absoluten  $C_v$ -Werte an die Seite zu stellen, praktisch durchführbar gelöst. Als besonders wichtige Zusatzaufgabe, Nebenergebnis der Korrektionsbestimmung, erscheint die Verbesserung der heutigen Kenntnisse über die wahre Wärmeleitung der Gase.

+8,5  
+2,7  
-0,5

(Eingegangen im April 1928)

---

**2. Eine experimentelle Methode zur Bestimmung  
des ballistischen Entmagnetisierungsfaktors;  
von Ernst Dussler<sup>1)</sup>**

**1. Einführung in das Problem**

Das erste Ziel jeder ferromagnetischen Untersuchung ist die Auffindung des Zusammenhangs zwischen der Magnetisierung und dem magnetisierenden Feld. Wenn das zu untersuchende Material homogen und isotrop ist und Ellipsoidgestalt besitzt, so ergeben sich keinerlei Schwierigkeiten, da man diesen Fall mathematisch vollkommen beherrscht.

Will man aber die mühsame Herstellung von Ellipsoiden umgehen oder ist diese wegen der oft bei der mechanischen Bearbeitung eintretenden Veränderung der magnetischen Eigenschaften unmöglich, so ist man darauf angewiesen, die Probe in der gegebenen, im häufigsten Fall, kreiszylindrischen Gestalt zu untersuchen. Auch hier ist die Messung der Magnetisierung noch leicht, doch der Bestimmung des wahren Feldes setzen sich große Schwierigkeiten entgegen.

Im folgenden soll eine Methode beschrieben werden, die diese Schwierigkeit überwindet und die durch Messungen an Ellipsoiden und kreiszylindrischen Stäben begründet wurde, jedoch auch bei beliebig zylindrischer oder quaderförmiger Gestalt der Probe Anwendung finden kann.

Ein magnetisierter Stab kann als aus vielen Dipolen bestehend gedacht werden, deren Achsen mit der Stabachse zusammenfallen und deren Pole symmetrisch zur Stabmitte liegen. Um ein qualitatives Bild der Verhältnisse zu bekommen, genügt es also, einen Dipol zu betrachten. In Fig. 1 ist ein Dipol  $A'B'$  des Stabes  $AB$  dargestellt. Das äußere, d. h. das aus den Dimensionen der Magnetisierungsspule berechnete Feld  $\mathfrak{H}$  macht den Stab am Ende  $A$  negativ und bei  $B$  positiv magne-

---

1) I. Teil der Tübinger Dissertation des Verfassers.

tisch. In den Punkten  $P_1$ ,  $P_2$  und  $P_3$  ist das vom Dipol allein herrührende Feld gezeichnet. Es ist von Punkt zu Punkt verschieden. Insbesondere ist es für alle Punkte der Achse (z. B.  $P_1$ ) und der Äquatorebene (z. B.  $P_3$ ) dem ursprünglichen Feld  $\mathfrak{H}$  entgegengesetzt parallel. In allen anderen Punkten zwischen  $A'$  und  $B'$  läuft es wenigstens mit einer Komponente dem Feld  $\mathfrak{H}$  entgegen; überall also schwächt es dieses um einen von Punkt zu Punkt verschiedenen Betrag  $\mathfrak{H}_e$ . Man be-

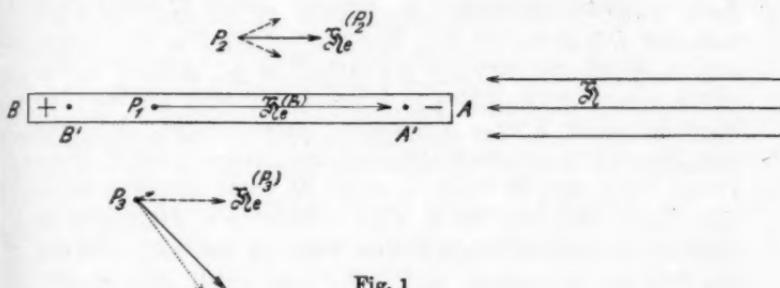


Fig. 1

zeichnet diese Größe als das vom Dipol herrührende *entmagnetisierende Feld*.

Für das Innere eines Ellipsoids ist  $\mathfrak{H}_e$  ortsunabhängig und proportional der Magnetisierung  $J$ , also:

$$\mathfrak{H}_e = N \cdot J.$$

Den Proportionalitätsfaktor  $N$  bezeichnet man als den *Entmagnetisierungsfaktor des Ellipsoids*.

Formal kann man das entmagnetisierende Feld  $\mathfrak{H}_e^{(P)}$  eines zylindrischen Stabes im Aufpunkt  $P$  ebenfalls in der Form darstellen:

$$\mathfrak{H}_e^{(P)} = N \cdot J,$$

wobei aber  $N$  vom Ort und, wie sich zeigen wird, vor allem auch von der Suszeptibilität abhängig ist.

Von besonderer Wichtigkeit ist der Wert von  $N$  für die Stabmitte, der sog. *ballistische Entmagnetisierungsfaktor*<sup>1)</sup>, ballistisch deshalb genannt, weil er gestattet das zur ballistisch

1) Erstmals definiert bei Joseph Würschmidt, „Theorie des Entmagnetisierungsfaktors und der Scherung von Magnetisierungskurven“, S. 43. Sammlung Vieweg, Heft 78. 1925.

gemessenen Magnetisierung gehörende wahre Feld im Stab

$$\mathfrak{H}_0 = \mathfrak{H} - \mathfrak{H}_e = \mathfrak{H} - NJ$$

zu bestimmen.

Der in der Literatur sich findende *magnetometrische Entmagnetisierungsfaktor* ist eine Korrektionsgröße allgemeinerer Art, wie später gezeigt werden wird.

## 2. Beschreibung und Begründung der Methode

Es liegen bereits einige Bestimmungen<sup>1)</sup> des ballistischen Entmagnetisierungsfaktors (im folgenden kurz E.F. geschrieben) vor, von Du Bois aus den Messungen Ewings, von Benedicks, Shuddemagen, Würschmidt u. a. Auf deren Ergebnisse wird weiter unten zum Teil eingegangen werden. Die Methode dieser älteren Messungen bestand darin, daß man sich die richtig gescherte Magnetisierungskurve, die Normalkurve, durch eine Messung an einem Ellipsoid desselben Materials verschaffte oder sie aus einer Reihe von Messungen an Stäben von immer größerem Dimensionsverhältnis  $l/d$  ( $l$  = Länge,  $d$  = Durchmesser) extrapolierte.  $NJ$  ergibt sich dann als der horizontale Abstand ( $\mathfrak{H}$ -Achse horizontal,  $J$ -Achse vertikal) der Punkte gleicher Magnetisierung der Normalkurve und der ungescherten Kurve. Ähnlich entnahm Würschmidt die Werte  $NJ$  aus dem Abstand der nach der Erschütterungsmethode erhaltenen Punkte der idealen<sup>2)</sup> Magnetisierungskurve von der  $J$ -Achse.

Prinzipiell davon verschieden ist die hier zu beschreibende Methode, welche gestattet für jeden einzelnen Punkt der Magnetisierungskurve direkt den E.F. zu messen und die vor allem weder Homogenität noch Isotropie des zu untersuchenden Materials voraussetzt. Sie beruht auf dem *Satz vom stetigen Übergang der Tangentialkomponente der Feldstärke von einem Medium zum andern*.<sup>3)</sup> Die Feldstärke im Stab, unmittelbar

1) H. du Bois, Magnetische Kreise. S. 45. 1894; C. Benedicks Ann. d. Phys. 6. S. 726. 1901; C. L. B. Shuddemagen, Proc. Amer. Acad. 43. S. 185. 1907; J. Würschmidt, a. a. O. S. 50.

2) E. Gumlich u. R. Steinhaus, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. S. 369. 1915; J. A. Ewing, Magnetische Induktion S. 110. 1892.

3) Dieser Satz wurde, wie dem Verfasser nachträglich bekannt wurde, bereits von E. Gumlich u. W. Rogowski (Elektrot. Ztschr. 1912. S. 262) zur Feldmessung beim Epsteinschen Apparat und von E. Gumlich (Arch. f. Elektrot. 2. S. 465. 1914) zur Messung des Feldes bei der Joch-Isthmusmethode in ähnlicher Weise angewendet.

unter der Oberfläche, ist gleich der außerhalb des Stabes unmittelbar über der Oberfläche. Dies gilt auch noch für einen Aufpunkt, der eine endliche Entfernung von der Oberfläche hat, wenn nur die Abstände Pol-Aufpunkt und Pol-Stabmitte nahe gleich sind. Diese Bedingung ist für die Punkte nahe der Stabmitte bei zylindrischen Stäben von großem Dimensionsverhältnis (im folgenden kurz D.V. geschrieben) sehr vollkommen, bei solchen mit kleinerem mit einer gewissen Annäherung erfüllt. Es muß also möglich sein, das wahre Feld im Stab dadurch zu messen, daß man seinen Wert an der Staboberfläche bestimmt. Über die erforderliche Annäherung an diese kann mit Sicherheit nur das Experiment entscheiden.

Zu diesem Zwecke wurde eine Anzahl enger hintereinander geschalteter Spulen vom Durchmesser 2,91 mm und der Länge 35 mm auf ein Ellipsoid aus weichem Remystahl vom Dimensionsverhältnis  $\frac{l}{d} = 24,95$  ( $l = 17,47$  cm,  $d = 0,661$  cm) mit Paraffin parallel zur großen Achse aufgekittet, so daß ihre Windungsfläche parallel zur Äquatorebene war. Ihre Zuleitungen waren mit einem empfindlichen ballistischen Galvanometer verbunden. Zur Ausführung einer Messung wurden die Spulen über einen Glasstab geschoben und achsenparallel in das homogene Feld einer langen Magnetisierungsspule gebracht. Der beim Kommutieren des Feldes  $\mathfrak{H}$  entstehende Induktionsausschlag  $E$  ist proportional diesem Feld und der Windungsfläche. Nachdem dieser Ausschlag durch eine Gegeninduktion kompensiert war, wurde der Glasstab durch das Ellipsoid ersetzt. Jetzt erhält man beim Kommutieren des Feldes einen dem ursprünglichen entgegengesetzten Ausschlag  $e$ , der ein Maß für die Entmagnetisierung  $NJ$  ist. Es ergibt sich

$$NJ = - \frac{\mathfrak{H}}{E} \cdot e$$

$$|N| = \left| \frac{\mathfrak{H}e}{EJ} \right|.$$

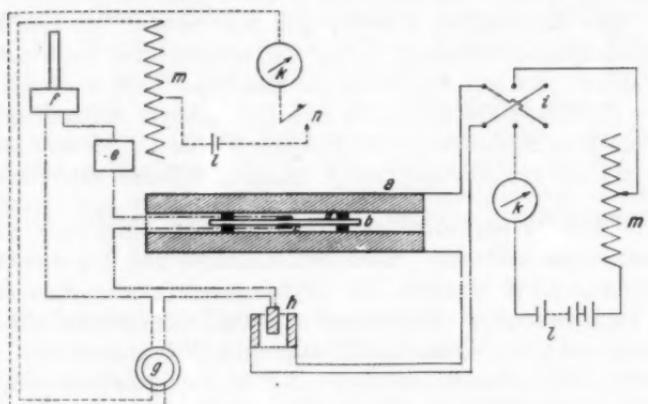
Zum Teil wurde auch ohne Kompensation gearbeitet, dann ergibt sich

$$\mathfrak{H}_0 = \frac{\mathfrak{H}}{E} \cdot e'$$

wenn  $e'$  der vom wahren Feld  $\mathfrak{H}_0$  erzeugte Kommutierungsausschlag ist. Im allgemeinen wurde bei den folgenden

Messungen die Methode verwendet, welche die kleinsten Galvanometerausschläge ergab.

In Fig. 2 ist die Versuchsanordnung schematisch gezeichnet. Die Bedeutung der einzelnen Teile folgt aus der Unterschrift der Figur. Die Entfernungen zwischen der Magnetisierungsspule *a*, der Kompensationsspule *h* und dem Eichnormal *g* betrugen je 2,5–5 m. Außerdem lag die Magnetisierungsspule horizontal, während die Kompensationsspule vertikal gestellt



*a* Magnetisierungsspule, *b* Eisenstab, *c* Spulen zur Messung der Entmagnetisierung, bzw. Sekundärspule zur Messung der Magnetisierung, *d* Hartgummihalter, *e* Stöpselrheostat, *f* ballistisches Galvanometer, *g* Normal der wechselseitigen Induktion von 0,01 Henry, *h* Kompensationsspulen, *i* Kommutator, *k* Milliamperemeter, *l* Akkumulatoren, *m* Schiebewiderstände, *n* Stromschlüssel.

Fig. 2

war. Dadurch wurde eine gegenseitige Beeinflussung verhindert, was auch durch den direkten Versuch bestätigt wurde.

Die Magnetisierung *J* des Ellipsoids wurde magnetometrisch bestimmt. Die in diese Messung eingehende Horizontalkomponente des Erdfeldes wurde mit Hilfe einer Normalspule von 6 Windungen und 13,06 cm Durchmesser, also genau berechenbarem magnetischem Moment, an Ort und Stelle, unmittelbar vor der Messung festgestellt.

Der so gemessene Wert *N* war aber noch um etwa 20 Proz. kleiner wie der aus dem D.V. berechnete. Es wurden

deshalb die Spulen systematisch verkleinert. Bei einem Durchmesser von 1,4—1,6 mm und einer Länge von 20 mm betrug die Abweichung nur noch etwa 8 Proz.

Schließlich ergaben Spulen von 18 mm Länge und 0,9 bis 1,0 mm Dicke Werte, die mit dem theoretischen gut übereinstimmten, wie Tab. 1 zeigt. Bei der Mittelbildung wurden die einzelnen Werte entsprechend ihrer Genauigkeit mit verschiedenem Gewicht eingesetzt.<sup>1)</sup> Die Spulen waren mit einer dünnen Seidenpapierunterlage auf das Ellipsoid gekittet, so daß die fernsten Teile der dicksten Spule um 1,18 mm von der Staboberfläche entfernt waren.

Tabelle 1

<i>J</i>	<i>NJ</i>	Genauigkeit v. <i>NJ</i> in %	<i>N</i> <sup>2)</sup>	Genauigkeit v. <i>N</i> in %	Beob.-theoret. Wert in %
91,2	5,75	4	0,068	6	7
248	15,3	2	0,062	4	5,5
445	25,8	1	0,058	3	-1,2
625	36,0	0,7	0,058	2,7	-1,2
790	45,5	0,5	0,0575	2,5	-2

Mittel der gemessenen Werte  $N = 0,0591$

Theoretischer Wert  $N = 0,0587$

Die Theorie liefert für das auf der Ellipsoidoberfläche herrschende Feld  $\mathfrak{H}_0'$  in einem Punkt mit den auf die Ellipsoidachsen bezogenen Koordinaten  $x, y$  ( $x$ -Achse = Rotationsachse)

$$\mathfrak{H}_0' = \mathfrak{H}_0 + 4\pi J \cdot \left(\frac{d}{l}\right)^4 \cdot \left(\frac{x}{y}\right)^2.$$

$\mathfrak{H}_0$  bedeutet wieder das wahre Feld im Innern des Ellipsoids. Die Enden der Meßspulen reichten demnach in ein Gebiet, in dem die Entmagnetisierung  $NJ$  höchstens um  $1/2$  Proz. kleiner ist wie am Äquator. Die obige Messung kann also mit Recht als einwandfreie Begründung der Meßmethode angesehen werden.

Das benutzte Ellipsoid ist mit guter Annäherung ein mathematisches, denn berechnetes und durch Auftriebsbestimmung gemessenes Volumen unterscheiden sich nur um 0,8 Proz.

1) Bei der Berechnung des in der vorläufigen Mitteilung in der Ztschr. f. Phys. 44, S. 286. 1927 angegebenen Wertes  $N = 0,0586$  wurde die etwa 2 Proz. betragende Unsicherheit von  $J$  nicht berücksichtigt.

2) Zur sicheren Entscheidung, ob der Gang, den  $N$  zeigt, reell ist, reichte die Meßgenauigkeit nicht aus.

Das ist wesentlich, denn ein zweites Ellipsoid, bei dem sich beide Volumina um mehr als 2 Proz. unterscheiden, gab um 4 Proz. zu kleine Werte für  $N$ . Das ist verständlich, wenn man bedenkt, daß der E.F. des gleichdimensionierten zylindrischen Stabes um 20 Proz. kleiner ist.

### 8. Abhängigkeit des Entmagnetisierungsfaktors eines kreiszylindrischen Stabes von der Suszeptibilität

Einen weiteren Beweis für die Brauchbarkeit der Methode lieferten Messungen an einem homogenen Elektrolyteisenstab vom D.V.  $\frac{l}{d} = 50$  ( $d = 3,85$  mm). Die Magnetisierung wurde hier und bei allen folgenden Messungen ballistisch bestimmt. Die Empfindlichkeit des verwendeten ballistischen Galvanometers wurde vor oder nach jeder Messung mit Hilfe eines in den Sekundärkreis dauernd eingeschalteten Normals von 0,01 Henry wechselseitiger Induktion festgestellt (Fig. 2). Eine lange Primärspule lieferte ein homogenes Feld. Die Sekundärspule hatte eine Länge von 6 mm.

Zur Messung der Entmagnetisierung wurden zunächst die weiteren Spulen von 2,91 mm Durchmesser und 35 mm Länge benutzt. Schon diese ergaben gute Näherungswerte, wie Tab. 2

Tabelle 2

Experimentelle Werte			Theoretische Werte	
$J$	$x$	$10^4 \cdot N$	$x$	$10^4 \cdot N$
—	—	—	$\infty$	149
169	89	132	—	—
528	118	110	—	—
763	109	110	100	122
1008	105	102	—	—
1320	75	101	50	111
1426	50	88	—	—
1469	37	75	—	—
1494	29	64	20	85
1518	20	51	—	—
1545	16	45	10	63
1590	11	39	—	—
1618	8	35	5	42
1663	5	33	—	—
1690	4	28	—	—
1709	3	28	—	—
1713	3	27	2	31
1722	2	—	—	—

zeigt. Links stehen die gemessenen Werte, rechts zum Vergleich Würschmidts berechnete Näherungswerte und der für die Suszeptibilität  $\chi \rightarrow \infty$  genau berechnete Wert  $N = 0,0149$ .

Die theoretisch verlangte Abnahme des E.F. mit abnehmender Suszeptibilität ist deutlich zu erkennen. Allerdings sind die experimentellen Werte noch wesentlich kleiner. Eine größere Anzahl von Messungen an Stäben von anderen D.V. gab dasselbe Ergebnis.

Um festzustellen, ob eine bessere Annäherung zu bekommen ist, wurde die Entmagnetisierung  $NJ$  desselben Stabes jetzt mit den kürzeren Spulen von 0,9—1,0 mm Durchmesser bestimmt. Das Ergebnis zeigt Tab. 3. In der zweiten Spalte stehen die zu  $NJ$  proportionalen Galvanometerausschläge. Sie sind auf etwa  $1/10$  Skalenteile sicher, da jeder Wert das Mittel aus mindestens zwei Ablesungen darstellt und die Güte des Skalenbildes

Tabelle 3

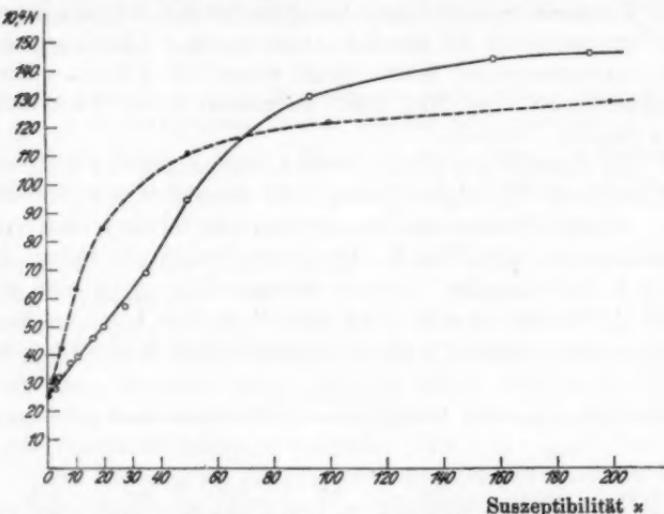
$\Phi$	Prop. $NJ$	$NJ$	$\Phi_0$	$J$	$10^4 \cdot N$	$\chi$
10,28	2,4	7,6	2,7	521	146	193
20,57	4,5	14,3	6,3	998	144	158
30,85	5,85	16,95	13,9	1303	131	98,8
41,14	4,2	13,3	27,8	1411	95	50,8
51,42	3,15	9,97	41,45	1441	69	34,8
61,70	2,65	8,4	53,3	1471	57	27,6
82,27	2,34	7,4	74,9	1501	50	20,1
102,8	2,2	7,0	95,8	1525	46	15,9
154,3	1,95	6,2	148,1	1568	39	10,6
205,7	1,85	5,9	199,8	1597	37	8,0
411,4	1,7	5,4	406,0	1670	32	4,1
617,1	1,5	4,75	612,8	1690	28	2,8

Theoretischer Wert  $N = 0,0025$   
 $\chi \rightarrow 0$

$1/10$  Skalenteil ziemlich sicher zu schätzen erlaubte. Die Werte der Magnetisierung  $J$  sind auf  $\pm 1$  Proz. richtig, die Anfangswerte des E.F. also auf etwa 3—5 Proz. Allerdings ergibt sich daraus das wahre Feld nur mit einer  $2-2\frac{1}{2}$  mal geringeren Genauigkeit. Vergleicht man den für die höchste Suszeptibilität erhaltenen Wert  $N = 0,0145$  mit dem von Würschmidt genau berechneten  $N = 0,0149$  für  $\chi = \infty$ , so sieht man, daß beide Werte gut übereinstimmen.

In Fig. 3 ist  $N$  als Funktion von  $\chi$  aufgezeichnet (ausgezogene Kurve), daneben Würschmidts Näherungskurve (ge-

strichelt). Beide Kurven zeigen etwa denselben Verlauf. Insbesondere streben beide nach demselben Grenzwert für verschwindend kleine Suszeptibilität, nämlich nach  $N = 0,0025$ .



Der Entmagnetisierungsfaktor  $N$  eines Elektrolyteisenstabes vom Dimensionsverhältnis  $l/d = 50$  als Funktion der Suszeptibilität  $x$  nach der Messung (ausgezogene Kurve, Punkte o). Zum Vergleich Würschmidts theoretische Näherungswerte. Gestrichelte Kurve, Punkte ●)

Fig. 3

Dieser Wert läßt sich leicht berechnen, wenn man homogene Magnetisierung des Stabes voraussetzt. Der Polarabstand ist in diesem Fall gleich der Stablänge  $l$ , die Polstärke gleich  $\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 \cdot J$ . Nach dem Coulombschen Gesetz ist dann die Stärke des entmagnetisierenden Feldes in der Stabmitte:

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \mathfrak{H}_c = \lim_{\mu \rightarrow 0} NJ = \frac{2 \cdot \pi \cdot \left(\frac{d}{2}\right)^2 \cdot J}{\left(\frac{l}{2}\right)^2} = 2 \pi \left(\frac{d}{l}\right)^2 \cdot J,$$

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} N = 2 \pi \cdot \left(\frac{d}{l}\right)^2.$$

Für das D.V.  $\frac{l}{d} = 50$  gibt dies  $N = 0,0025$ . Die vollkommene Übereinstimmung des aus der Messung extrapolierten und des so berechneten Wertes beweist rückwärts, daß bei

Sättigung ein zylindrischer Stab homogen magnetisiert ist. Auffallend ist, daß sich die experimentelle Kurve und die theoretische durchschneiden. Diese Abweichung ist nur scheinbar, denn die wahre, aus den Näherungswerten extrapolierte theoretische Kurve liegt durchweg etwas höher, wie der Vergleich des genau berechneten Wertes  $N = 0,0149$  und des experimentellen  $N = 0,0146$  zeigt. Die Erklärung dafür wird zum Teil später bei der Diskussion der Materialabhängigkeit des E.F. gegeben werden, wo sich zeigt, daß die ( $N, z$ )-Kurve für ein bestimmtes D.V. mit wachsender Suszeptibilität um so stärker ansteigt, je geringer die maximale Suszeptibilität des Materials ist. Würschmidts Rechnung gründet sich aber auf die experimentell festgestellte Verteilung der Magnetisierung längs eines harten Stahlstabes. Außerdem ist zu bedenken, daß die so erhaltene Verteilungskurve durch den von Würschmidt benutzten mathematischen Ansatz zwar gut angenähert, aber nicht vollkommen wiedergegeben wird. Insbesondere geht ein Fehler von  $\frac{1}{2}$  Proz. bei der Messung von  $J/J_0$  ( $J_0$  maximale Magnetisierung in der Stabmitte,  $J$  Magnetisierung in einem um  $l/10$  seitlich der Stabmitte gelegenen Punkt) mit 11 Proz. in  $N$  ein. Schließlich mußte Würschmidt die vereinfachende Annahme machen, daß die Suszeptibilität längs des ganzen Stabes konstant ist, was in Wirklichkeit sicher nicht erfüllt ist; vielmehr nimmt die wirksame Suszeptibilität mit zunehmender Entfernung von der Stabmitte ab, was für einen Elektrolyteisenstab direkt experimentell nachgewiesen wurde (vgl. S. 91 dieser Abhandlung). Dies wirkt aber ebenfalls im Sinne der obigen Abweichung.

Aus dieser Betrachtung folgt, daß eine vollkommene Identität beider Kurven gar nicht zu erwarten ist, daß aber aus demselben Wert von  $N$  für hohe Suszeptibilität, demselben Grenzwert für verschwindende Suszeptibilität und dem gleichen Gang beider Kurven die prinzipielle Richtigkeit der verwendeten Meßmethode folgt.

#### 4. Die Konstruktion der Spulen und ihre Brauchbarkeit

Die Spulen bestanden aus 0,4 mm dicken, 18 mm langen Glasstäbchen. An den Enden waren kleine Glaskügelchen angeschmolzen, um ein Abgleiten der Wicklung zu verhindern.

Diese bestand aus zwei Lagen 0,1-mm-Emaildraht. Die Zuleitungen wurden gut verdrillt und außerhalb der Magnetisierungsspule hintereinander geschaltet. Im folgenden seien diese Spulen kurz als *Nadelspulen* bezeichnet.

Die etwas mühsame Herstellung dieser Spulen machte es wünschenswert, eine einfachere Konstruktion aufzufinden. Es bewährte sich die folgende Methode. Ein Pappstreifen von 0,3 mm Dicke, 20 mm Länge und einer Breite etwas größer als der Stabumfang wurde mit zwei Lagen 0,1-mm-Emaildraht bewickelt und mantelartig so um den Stab herumgelegt, daß die Windungsfläche senkrecht zur Stabachse zu liegen kam. Durch Paraffinieren erhielt diese *Mantelsspule* (wie sie kurz genannt sei) die nötige Festigkeit. Mit ihr wurden die obigen Messungen an dem Elektrolyteisenstab wiederholt. Es ergaben sich vollkommen dieselben Werte, weshalb bei den folgenden Untersuchungen an homogenen Stäben diese Mantelspulen benutzt wurden.

Bei der Verwendung der Nadelspulen ist darauf zu achten, daß kein Paraffin zwischen Seidenpapierunterlage und Spulen gelangt. Die Mantelspulen krümmen sich beim Umlegen um den Stab leicht an einer Stelle zu stark und lassen dadurch einen freien Raum zwischen sich und dem Stab, was zu Fehlern Anlaß gibt. Allgemein ist zur Anwendung der Methode erforderlich, daß die Staboberfläche möglichst glatt ist, um ein dichtes Anliegen der Spulen zu gewährleisten und um diese beim Aufschieben und Abziehen vor Verletzung zu schützen.

Die Mantelspulen haben den Nadelspulen gegenüber den Vorteil leichterer und schnellerer Herstellung und größerer Windungsfläche, können aber nur für eine Stabdicke benutzt werden, während die Nadelspulen durch Erwärmen leicht abgelöst und auf einen Stab von anderer Dicke aufgekittet werden können. Außerdem sind die Mantelspulen mit Sicherheit nur für homogene Stäbe und hier nur in der Stabmitte brauchbar, weil nämlich beim Umlegen der Spulen um den Stab die Windungen der konvexen Seite sich leicht gegenüber denen auf der konkaven seitlich verschieben, wodurch eine Windungsfläche normal zur Stabachse entsteht, was überall dort, wo eine Normalkomponente der Magnetisierung vorhanden ist, das Meßergebnis vollständig falschen kann, wie Versuche gezeigt haben.

Nur in Ausnahmefällen gelingt es bei kurzen Spulen, das Verschieben der Windungen zu verhindern. Eine Windungsfläche normal zur Stabachse läßt sich leicht dadurch feststellen, daß man mit der betreffenden Spule an zwei symmetrisch zur Stabmitte gelegenen Punkten die beim Kommutieren des magnetisierenden Feldes entstehenden Galvanometerausschläge mißt. Je nachdem sie ungleich oder gleich sind, ist eine solche vorhanden oder nicht.

#### 5. Abhängigkeit des Entmagnetisierungsfaktors vom Dimensionsverhältnis bei konstanter Stabdicke

Der oben benutzte Elektrolyteisenstab wurde nun nacheinander durch Verkürzen an beiden Enden auf die D.V. 40, 35, 24,6, 9,1 und 5,5 gebracht. Jedesmal wurde die Magnetisierung  $J$  ballistisch und die Entmagnetisierung  $NJ$  mit einer 10 mm langen Mantelspule gemessen. In der Tab. 4 sind die Ergebnisse aufgeschrieben.

Tabelle 4

$\frac{l}{d} = 40$			$\frac{l}{d} = 35$			$\frac{l}{d} = 24,6$					
$\Phi_0$	$J$	$x$	$\Phi_0$	$J$	$x$	$\Phi_0$	$J$	$x$			
		$10^4 \cdot N$			$10^4 \cdot N$			$10^4 \cdot N$			
2,5	891	156	200	1,8	318	177	270	8,0	394	132	460
4,6	789	172	204	4,4	654	149	250	4,2	602	144	440
7,8	1112	142	210	7,1	965	186	250	6,1	806	182	440
16,1	1380	82,8	190	11,9	1225	103	240	10,8	1188	110	480
31,2	1421	45,5	140	22,0	1874	62,5	214	30,0	1411	47,0	370
45,6	1456	31,9	110	37,2	1446	39,0	170	60,0	1485	24,8	290
70,6	1494	21,2	78	64,6	1498	23,2	120	125,8	1554	12,4	190
92,2	1520	16,5	75	88,6	1528	17,3	98	182,0	1595	8,77	150
145,2	1566	10,8	58	143,0	1580	11,0	72	394,8	1674	4,24	100
197,5	1598	8,09	51	195,2	1609	8,26	60				
403,8	1669	4,13	45	402,0	1688	4,22	56				
610,1	1694	2,77	41	607,1	1717	2,82	58				
815,8	1701	2,08	41	813,6	1723	2,11	58				

$$\lim_{x \rightarrow 0} N = 0,0089$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} N = 0,0051$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} N = 0,010$$

Sämtliche Messungen zeigen die Abnahme des E.F. mit der Suszeptibilität und die Erreichung des theoretischen Grenzwertes  $N = 2\pi \left(\frac{d}{l}\right)^2$ , der in der letzten Zeile der Tabelle angegeben ist. Besonders deutlich ist dies in Fig. 4 zu er-

kennen, wo für die verschiedenen D.V.  $N$  als Funktion von  $\alpha$  gezeichnet ist.

In Fig. 5a sind die Magnetisierungskurven sämtlicher Stäbe aus den gemessenen  $H_0$ - und  $J$ -Werten eingezeichnet. Sie

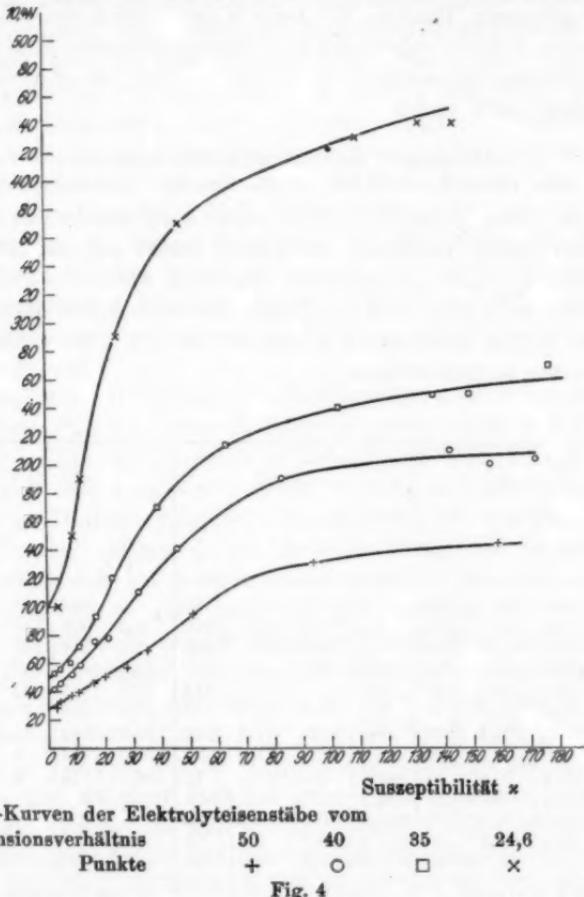
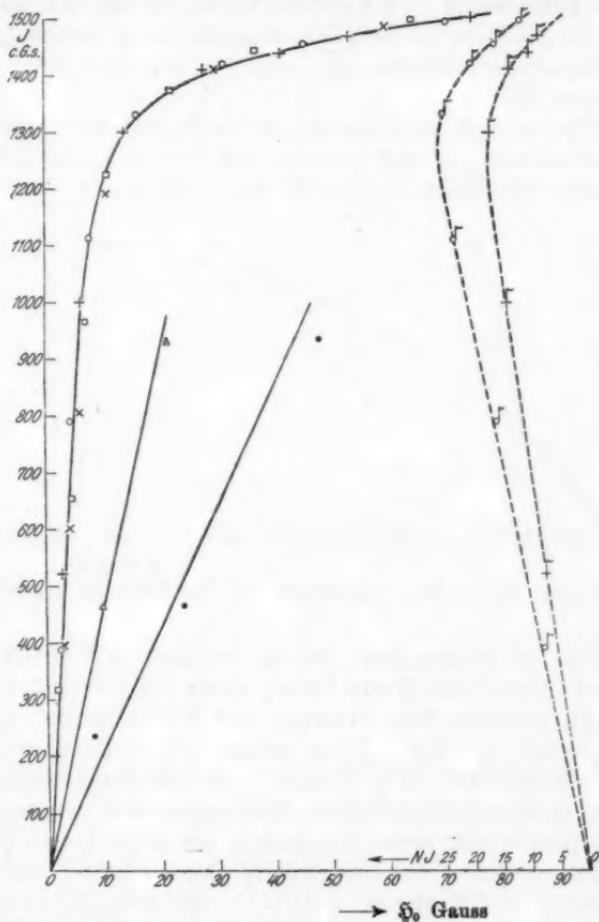


Fig. 4

fallen alle in eine Kurve zusammen (ausgezogene Kurve links) bis herab zum D.V. 24,6, mit nur geringen Abweichungen. Dagegen liegen die ( $H_0, J$ ) Punkte der Stäbe vom D.V. 9,1 und 5,5 nicht mehr auf derselben Kurve, sondern zu weit rechts. Die gemessenen Werte  $NJ$  sind um 7,5 Proz. bzw. 8—10 Proz.

zu klein. Der Grund dieser Abweichung ist darin zu suchen, daß diese kurzen Stäbe keine definierten Pole mehr besitzen; die ganze Oberfläche ist vielmehr mit Kraftlinienquellen und



Magnetisierungskurven der Elektrolyteisenstäbe vom Dimensionsverhältnis  $l/d = 50$  bis  $5,5$ .

$d = 3,85 \text{ mm}$   $l/d$       50    40    35    24,6    9,1    5,5  
Punkte      +    ○    □    ×    Δ    ●

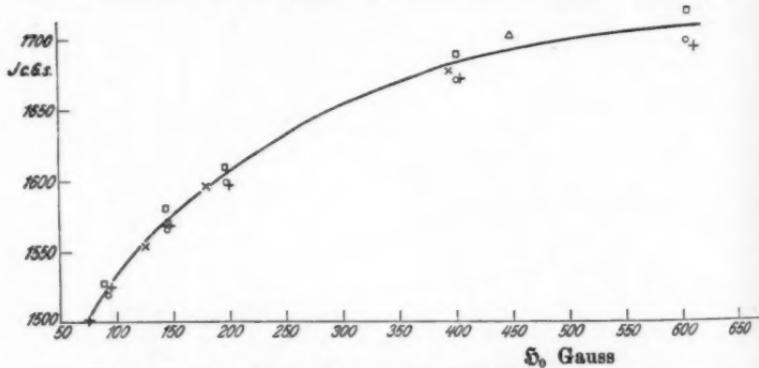
Scherungskurven der Elektrolyteisenstäbe vom Dimensionsverhältnis  $50$  u.  $40$   
Punkte      +    δ

Fig. 5a

Senken besetzt und es existiert am Äquator keine Zone homogener Magnetisierung von merklicher Ausdehnung.

Die gestrichelten Kurven rechts in Fig. 5a sind die Scherungslinien ( $NJ$  als Funktion von  $J$ ) für die D.V. 50 und 40. Sie sind bis zu derselben Magnetisierung geradlinig wie die Magnetisierungskurve und biegen in derselben Höhe nach kleineren Werten ab.

Fig. 5 b zeigt den Sättigungsteil der Magnetisierungskurven. Bemerkenswert ist, daß hier die vom Stab mit dem D.V. 9,1 herrührenden Punkte ( $\Delta$ ) die Normalkurve wieder erreichen.

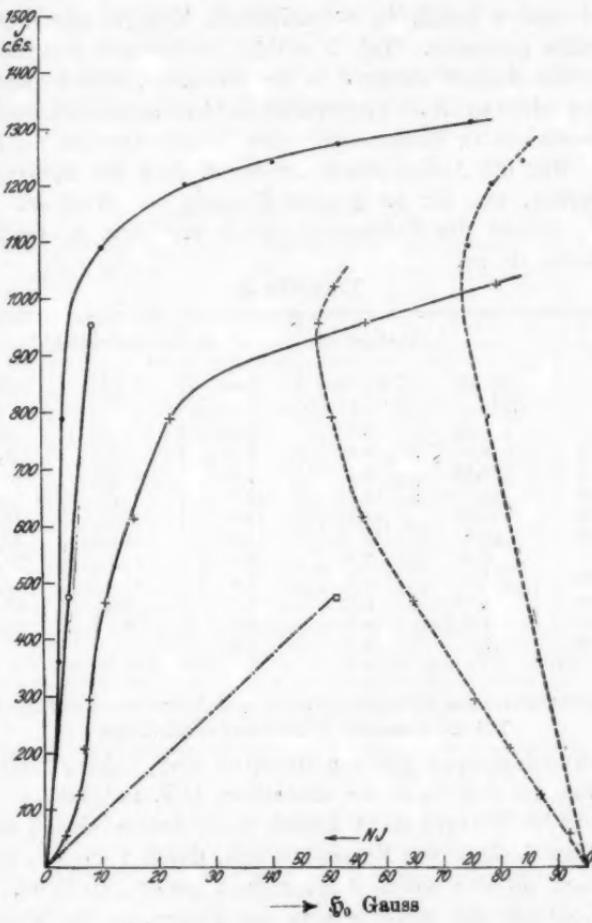


Sättigungsteil der Magnetisierungskurven der Elektrolyteisenstäbe

Fig. 5 b

Um zu untersuchen, bis zu welchem D.V. herab die Methode brauchbare Werte liefert, wurde ein Eisenstab I vom D.V. 40, nachdem Magnetisierung und Entmagnetisierung gemessen war, auf das D.V. 15 gebracht und dieselben Messungen ausgeführt. Fig. 6 zeigt links die Magnetisierungskurven (ausgezogen), rechts die Scherungskurven des längeren Stabes (gestrichelt), ferner den Anfang der ungescherten Kurve des kurzen Stabes (strichpunktet). Man erkennt, daß die gemessenen  $NJ$ -Werte beim D.V. 15 um etwa 3,5 Proz. zu klein erhalten wurden. Zu dieser Messung wurde eine nur 0,5 cm lange Mantelpule benutzt.

Der Einfluß der Länge der Spulen wurde im Laufe der Messungen noch besonders untersucht. Beim Elektrolyteisenstab vom D.V. 35 wurde die Entmagnetisierung  $NJ$  mit einer 1 cm langen Mantelpule, die keine Windungsflächen normal



Punkte			
Eisenstab I	$\frac{l}{d} = 40$	●	gesichert
	$\frac{l}{d} = 15$	○	
	$\frac{l}{d} = 15$	□	ungesichert
			$d = 4 \text{ mm}$
Eisenstab II	$\frac{l}{d} = 20$	+	$d = 6,45 \text{ mm}$

Fig. 6

zur Stabachse besaß, in verschiedenen Entfernungen von der Stabmitte gemessen. Tab. 5 enthält in der ersten Spalte die Werte der Magnetisierung  $J$  in der Stabmitte, in den folgenden Spalten die zu  $NJ$  proportionalen Galvanometerausschläge bei verschiedenen Entfernungen der Spulenmitte von der Stabmitte. Für die Anfangswerte ist der Einfluß der Spulenlänge nur gering, was für die genaue Messung von Wert ist. Allgemein nimmt die Entmagnetisierung mit dem Abstand von der Stabmitte zu.

Tabelle 5

$J$	Abstand der Spule von der Stabmitte				
	0 cm	0,5 cm	1 cm	2 cm	3 cm
318	3,35	3,1	3,35	3,3	3,5
654	6,5	6,5	6,6	7,1	7,2
965	9,65	9,4	9,6	10,2	10,5
1225	11,9	11,45	11,9	12,5	13,1
1374	11,95	11,75	12,5	14,2	15,3
1446	10,0	10,45	11,85	15,2	17,6
1498	7,2	7,7	9,3	14,1	20,0
1528	5,8	6,3	7,6	11,9	19,0
1580	4,55	5,0	6,3	9,2	15,0
1609	4,2	4,7	5,7	8,2	12,7
1688	3,5	4,1	5,0		

#### 6. Abhängigkeit des Entmagnetisierungsfaktors von der Stabdicke bei konstantem Dimensionsverhältnis

Shuddemagen hat experimentell eine Abhängigkeit des E.F. von der Stabdicke bei demselben D.V. festgestellt. Dagegen findet Würschmidt keinen theoretischen Grund dafür. Es schien deshalb von Nutzen zu sein, durch neue Messungen die Frage, ob eine solche Abhängigkeit besteht, zu lösen. Um eine Kontrolle der Messungen in der Kongruenz der Magnetisierungskurven zu haben, wurde von einem Stab mit  $d = 6,71$  mm und  $\frac{l}{d} = 50$  und 30 Magnetisierung und Entmagnetisierung gemessen und daraufhin der Stab auf den Durchmesser  $d = 3,27$  mm abgedreht und bei dem D.V. 50 und 30 dieselben Messungen ausgeführt. Der Stabdurchmesser schwankte dabei längs des Stabes in allen Fällen um höchstens 0,02 mm. Zur Messung der Entmagnetisierung wurde für die dicken Stäbe eine 2 cm lange doppellagige, für die dünnen eine 1 cm lange

einlagige Mantelspule benutzt, um möglichst entsprechende Verhältnisse zu haben.

Das Meßergebnis geben Tab. 6 und Fig. 7 wieder. Die gemessenen Werte des E.F.  $N$  zeigen für die Anfangsuszepti-

Tabelle 6

Dimensionsverhältnis  $\frac{l}{d} = 50$

$d = 6,71 \text{ mm}$			$d = 3,27 \text{ mm}$			
$\Phi_0$	$J$	$10^4 \cdot N$	$\Phi_0$	$J$	$10^4 \cdot N$	$10^4 \cdot N'$
1,5	372	145	—	—	—	—
2,4	554	143	2,9	533	138	145
4,2	716	133	4,6	688	133	147
8,0	978	129	7,2	935	144	146
14,7	1195	112	13,4	1093	128	—
31,0	1255	81	29,8	1233	93	—
47,1	1302	60	45,3	1286	75	—
42,0	1335	50	60,4	1324	62	—
97,1	1392	42	95,0	1385	57	—
132,2	1485	35	130,6	1432	46	—
201,0	1502	32	198,8	1501	47	—

Shuddemagens Werte für großes  $x$

$d \geq 6 \text{ mm}, N = 0,0144$

$d = 3,2 \text{ mm}, N = 0,0166$

Dimensionsverhältnis  $\frac{l}{d} = 30$

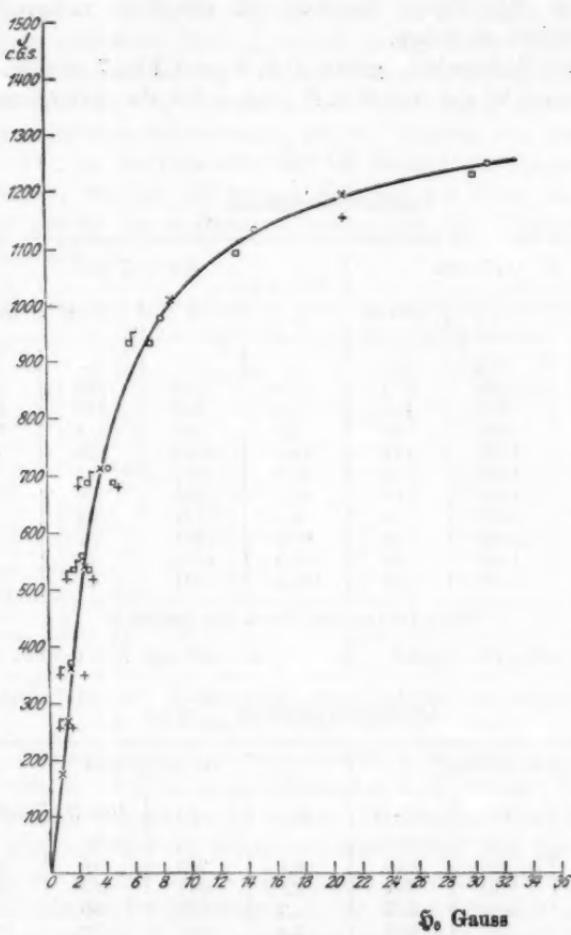
$d = 6,71 \text{ mm}$			$d = 3,27 \text{ mm}$			
$\Phi_0$	$J$	$10^4 \cdot N$	$\Phi_0$	$J$	$10^4 \cdot N$	$10^4 \cdot N'$
0,8	175	349	1,6	257	340	355
1,2	270	337	2,5	347	323	351
1,5	362	337	3,2	518	336	352
2,6	544	330	5,0	680	330	351
3,8	713	330	20,9	1156	295	—
8,7	1013	321	37,2	1250	250	—
20,9	1195	284	78,6	1346	180	—
38,8	1276	229	115,9	1405	153	—
81,5	1367	157	187,8	1480	123	—
119,6	1419	124	—	—	—	—
192,3	1489	91	—	—	—	—

Shuddemagens Werte für großes  $x$

$d \geq 6 \text{ mm}, N = 0,0344$

$d = 3,2 \text{ mm}, N = 0,0382$

6\*



Abhängigkeit des Entmagnetisierungsfaktors  $N$  von der Stabdicke bei konstantem Dimensionsverhältnis

$\frac{l}{d}$	$d$ mm	gemessene Punkte	Mit Shuddemagens $N$ gescherte Kurven
50	{ 6,71	○	□
	{ 3,27	□	
30	{ 6,71	X	?
	{ 3,27	+	

Fig. 7

bilität nur einen geringen Einfluß der Stabdicke. Dagegen ergeben sich bei kleinerer Suszeptibilität für die dünnen Stäbe wesentlich größere Werte. Wie die Fig. 7 zeigt, liegen die mit den gemessenen Koordinaten eingezzeichneten Punkte der Magnetisierungskurven der dünnen Stäbe etwas zu tief, bzw. zu weit rechts, d. h. aber, daß für sie die Entmagnetisierung zu klein gemessen wurde. Der Fehler ist von der Größe der Meßgenauigkeit, nämlich etwa 5 Proz. Es wird dabei angenommen, daß sich die magnetischen Eigenschaften durch das Abdrehen nicht geändert haben. Entnimmt man aus den Kurven die Werte von  $N$ , die völlige Kongruenz der Kurven der dünnen mit denen der dicken Stäbe bewirken, so ergeben sich die in Spalte  $N'$  stehenden Größen. Sie sind etwas größer wie die entsprechenden für die dicken Stäbe, jedoch kleiner wie die von Shuddemagen für Stäbe vom Durchmesser 3,2 mm bestimmten (vgl. die Tab. 6). Tatsächlich liegen die mit seinen Werten gescherten Kurvenpunkte zu weit links, wie Fig. 7 zeigt.

Ein Grund, warum bei kleiner Suszeptibilität die E.F. der dünnen Stäbe so merklich größer sind wie die der dicken, ist nicht mit Sicherheit anzugeben. Immerhin scheint ein Einfluß der bei den dünnern Stäben relativ größeren Oberfläche nicht ausgeschlossen zu sein.

#### 7. Materialabhängigkeit der Scherungskurve und des Entmagnetisierungsfaktors

Für die Praxis ist die Kenntnis des Verlaufs der Scherungskurve einer Probe von besonderer Wichtigkeit. Shuddemagen gibt die Regel, daß diese zwischen  $J = 100$  cgs-Einheiten und  $J = 800$  cgs-Einheiten geradlinig verläuft, der Entmagnetisierungsfaktor also konstant ist. Daß dieser Regel keine allgemeine Bedeutung zukommen kann, folgt schon aus der oben beschriebenen Abhängigkeit des E.F. von der Suszeptibilität. Danach ist zu erwarten, daß die Scherungskurve solange geradlinig ist, solange die Suszeptibilität nahe konstanten Wert hat, also auch die Magnetisierungskurve linear verläuft. Tatsächlich folgt auch aus einer Reihe von Messungen an Stäben von verschiedenem Material und D.V., daß die Gerad-

linigkeit der Scherungskurve aufs engste mit dem linearen Verlauf der Magnetisierungskurve verknüpft ist: Das Knie der Scherungskurve liegt bei derselben Magnetisierung wie das der Magnetisierungskurve, also bei verschiedenen Materialien in verschiedener Höhe. Als Beispiel betrachte man die Kurven in Fig. 5a für die D.V. 50 und 40 (Punkte  $\text{f}$  und  $\delta$ ) und vergleiche damit die Kurven der Fig. 6, die zwei verschiedenen Eisenstäben zugehören. Ganz links sind die Magnetisierungskurven des Weicheisenstabes I, bei den D.V. 40 und 15, ganz rechts die Scherungskurve des längeren Stabes (Punkte  $\bullet$  und  $\circ$ ). In der Mitte der Figur sind die Magnetisierungs- und Scherungskurve eines Eisenstabes II vom D.V. 20 (Punkte  $+$ ). Die Scherungskurve des Elektrolyteisens ist bis  $J = 1100$  cgs-Einheiten, die des Eisenstabes I bis  $J = 950$  und die des Eisenstabes II nur bis  $J = 550$  geradlinig.

Diese Materialabhängigkeit der Scherungskurve ist eine selbstverständliche Folge der Abhängigkeit des E.F. von einer Materialfunktion, der Suszeptibilität.

Ganz anders liegt die Frage, ob einer bestimmten Suszeptibilität bei festem D.V. eindeutig ein bestimmter E.F. zugeordnet ist. Diese Frage ist leider zu verneinen. In Fig. 8 sind vier ( $N, \alpha$ )-Kurven verschiedener Materialien, vom D.V. 50 gezeichnet, eines Elektrolyteisenstabes vom Durchmesser  $d = 3,85$  mm, eines Eisen- und Silberstahlstabes mit  $d = 4$  mm und eines Nickelstahlstabes mit  $d = 5,51$  mm. Die Messungen an Eisen und Silberstahl wurden mit denselben Mantelpulen ausgeführt, um möglichst große relative Genauigkeit zu erzielen. Sämtliche Kurven zeigen, daß das Material einen großen Einfluß auf den Verlauf der ( $N, \alpha$ )-Kurve hat. Sie steigt mit wachsender Suszeptibilität um so schneller an, je geringer die maximale Suszeptibilität ist, was bereits bei der Diskussion der ( $N, \alpha$ )-Kurve des Elektrolyteisens vorwegnehmend gesagt wurde. Jedoch streben sämtliche Kurven nach dem gleichen Grenzwert für verschwindende Suszeptibilität.

Drei der Kurven zeigen ein besonders merkwürdiges Verhalten: Ein und derselben Suszeptibilität gehören zwei ganz verschiedene Werte  $N$  zu, je nachdem diese Anfangssuszeptibilität ist oder jenseits des maximalen Wertes dieser Größe liegt.

Die Stäbe aus Eisen, Nickelstahl und Silberstahl waren gezogene Drähte von gut glatter Oberfläche und zeigten in ihrer ganzen Länge Dickenschwankungen von 0,02—0,03 mm.

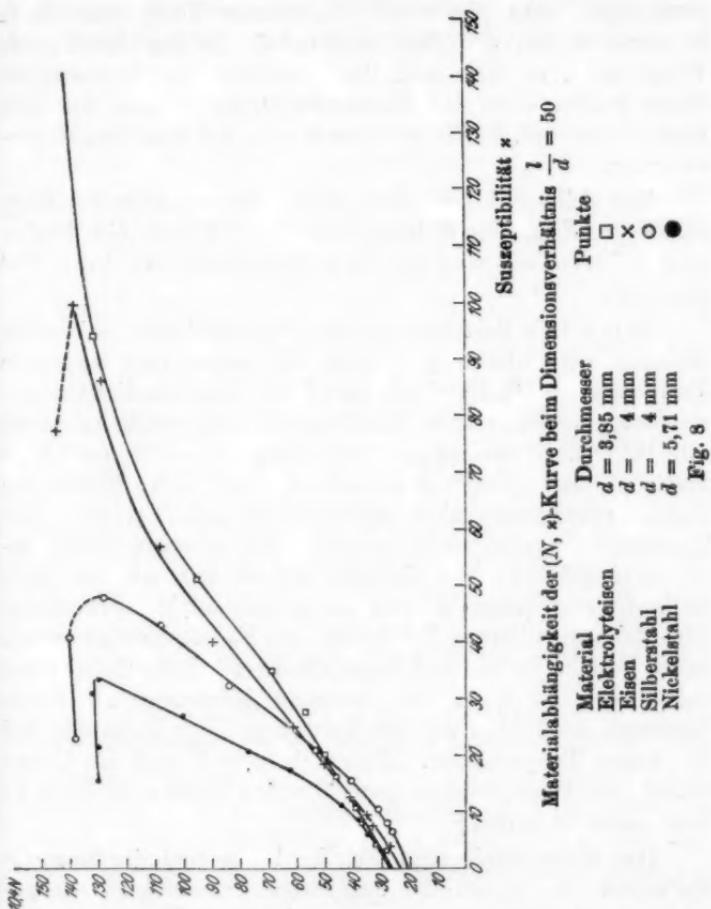


Fig. 8

Der Elektrolyteisenstab war abgedreht und hatte etwas größere Durchmesserschwankungen (0,02—0,04 mm).

Die Genauigkeit der Absolutwerte des E.F. liegt zwischen 8 Proz. für die kleinste Anfangssuszeptibilität und 2 Proz. bei mittlerer Suszeptibilität.

8. Temperaturabhängigkeit der Scherungskurve; Temperatur-  
unabhängigkeit des Entmagnetisierungsfaktors

Bekanntlich wandert das Knie der Magnetisierungskurve ferromagnetischer Stoffe mit wachsender Temperatur nach kleineren Werten der Magnetisierung  $J$ . Es lag deshalb die Frage nahe, ob sich auch die Scherungskurve in demselben Sinne ändert, denn bei Zimmertemperatur liegen, wie sich oben ergeben hat, die Kniee beider Kurven bei derselben Magnetisierung.

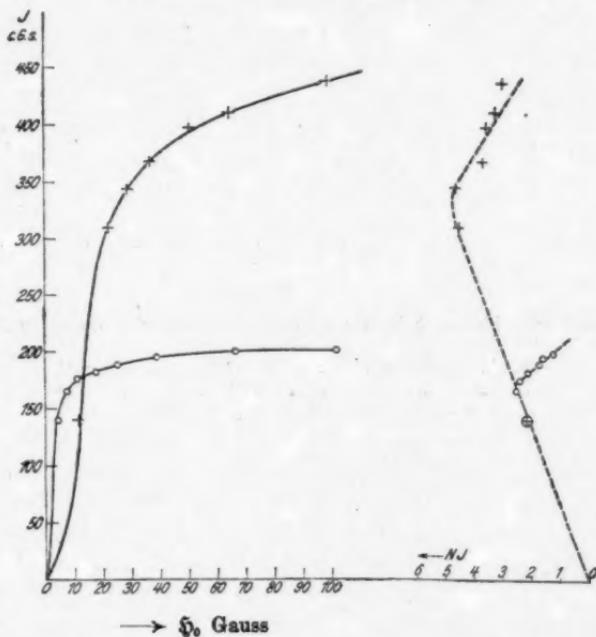
Zur sicheren Entscheidung dieser Frage wurde die Magnetisierung  $J$  und die Entmagnetisierung  $NJ$  eines Nickelstabes vom D.V. 35 ( $d = 4$  mm) bei Zimmertemperatur und bei  $307^\circ\text{C}$  gemessen.

Eine auf ein Hartporzellanrohr bifilar gewickelte elektrische Heizung aus Pt-Band gab längs des Stabes eine konstante Temperatur ( $\pm 1^\circ$ ), die mittels eines Platin-Platinrhodiumthermo-elements gemessen wurde. Die Magnetisierung wurde ballistisch mit Hilfe einer zweilagigen Sekundärspule von 6 mm Länge bestimmt, deren Lagen durch Glimmer und deren Windungen durch Kaolinwasserglaskitt gegeneinander isoliert waren. Ihre Zuleitungen wurden dicht nebeneinander in engen Porzellanschläuchen zugeführt. Das Heizrohr befand sich mit dem Stab im Innern einer langen Magnetisierungsspule mit Wasserkühlung. Die Entmagnetisierung  $NJ$  wurde mit Nadelspulen gemessen, deren Emailisolierung und deren Glaskerne dieser Temperatur standhielten. Ursprünglich versuchte Messungen an einem Eisenstab scheiterten an dem Verdampfen der Isolierung bei den hohen Temperaturen. (Unterhalb  $400^\circ\text{C}$  sind die Unterschiede der Magnetisierung gegenüber den Werten bei Zimmertemperatur zu gering.)

Das Meßergebnis zeigt Fig. 9. Links sind die Magnetisierungskurven, rechts die zugehörigen Scherungskurven gezeichnet. Man erkennt, daß auch bei höherer Temperatur die Kniee beider Kurven in derselben Höhe liegen. Selbst die verschiedene Schärfe der Kniee der Magnetisierungskurven findet sich bei den Scherungskurven wieder.

Viel wichtiger ist jedoch ein anderes Ergebnis der Messungen, nämlich die Unabhängigkeit des E.F.  $N$  von der Tem-

peratur. In Fig. 10a ist  $N$  als Funktion der Suszeptibilität  $\chi$  aufgetragen, bei Zimmertemperatur und bei  $307^{\circ}$  C. Die Meßgenauigkeit der  $N$ -Werte beträgt 15—20 Proz. Die wahren Felder  $\Phi_0$  sind wegen der Kleinheit der Entmagnetisierung wesentlich sicherer, etwa auf 10 Proz. bei den kleinsten und



Die Magnetisierungs- u. Scherungskurven eines Nickelstabes vom Dimensionsverhältnis  $\frac{l}{d} = 35$

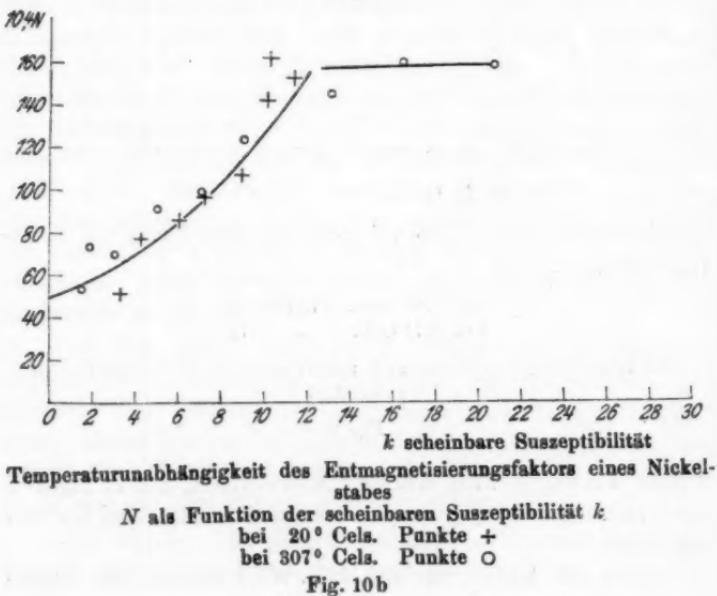
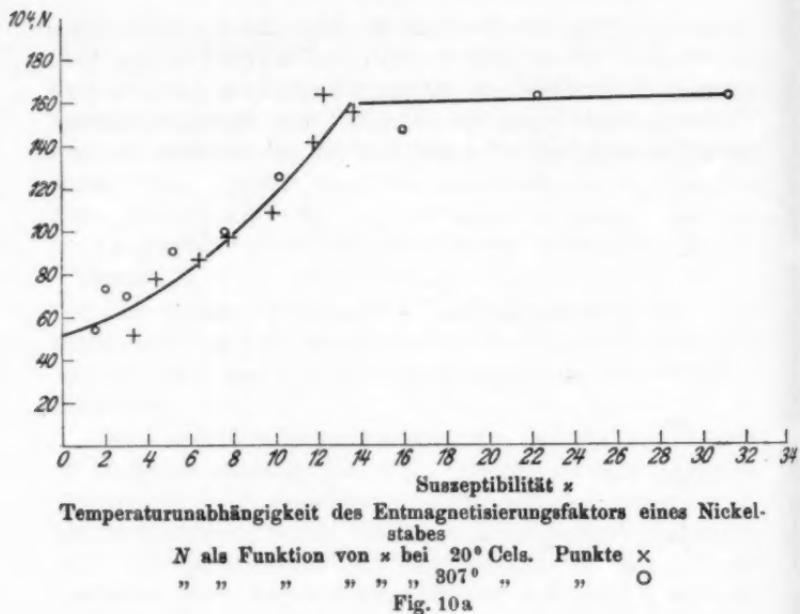
bei  $20^{\circ}$  Cels. Punkte +  
bei  $307^{\circ}$  Cels. " o

Die Magnetisierungskurven sind ausgezogen, die Scherungskurven gestrichelt

Fig. 9

2 Proz. bei den größten Werten. Man erkennt, daß in Fig. 10a alle Punkte unabhängig von der Temperatur um einen Kurvenzug liegen.

Auch die Kurve, die den E.F. als Funktion der schein-



baren Suszeptibilität  $k = \frac{J}{\mathfrak{H}}$  darstellt, ist unabhängig von der Temperatur (Fig. 10b). Dieses Ergebnis ist vor allem deshalb wichtig, weil es gestattet, auch für Messungen bei höherer Temperatur zylindrische Stäbe zu verwenden, wenn man die  $(N, x)$ - bzw.  $(N, k)$ -Kurve bei gewöhnlicher Temperatur kennt.

#### 9. Der magnetometrische Entmagnetisierungsfaktor

Mißt man die Magnetisierung eines zylindrischen Stabes nach der magnetometrischen Methode, so erhält man bei demselben äußeren Feld  $\mathfrak{H}$  einen wesentlich kleineren Wert wie bei der ballistischen Methode. Erstere liefert das Integralmittel der Magnetisierung längs des Stabes, letztere den maximalen Wert in der homogen magnetisierten Stabmitte. Man könnte zunächst meinen, daß die mittlere Magnetisierung, als Funktion des mittleren Feldes aufgetragen, dieselbe Magnetisierungskurve liefere wie die maximale Magnetisierung als Funktion des Feldes in der Stabmitte. Das mittlere Feld läßt sich leicht mit Nadelspulen von der halben oder ganzen Stablänge messen. Eine solche Messung wurde an einem Elektrolyteisenstab vom D.V. 40 ausgeführt. Es ergab sich  $N$  im Mittel aus drei Werten für die Magnetisierung zwischen 300 und 700 cgs-Einheiten zu 0,0272, ein Wert, der zwar mit dem von R. Mann<sup>1)</sup> gegebenen  $N = 0,0274$  gut übereinstimmt, der aber die magnetometrische Kurve nicht völlig mit der ballistisch gemessenen Normalkurve zur Deckung bringt. Die erstere liegt bei etwas größeren Feldern. Am größten ist der Unterschied im Kurvenknie. Der Wert  $N = 0,0272$  ist also etwas zu klein. Nach anderen Messungen ist der voll korrigierende Wert um 0,002 größer. Erst nahe der Sättigung fallen die magnetometrische und die ballistische Kurve wieder zusammen.

Dieses Ergebnis kann so gedeutet werden, daß die für die Magnetisierung parallel zur Stabachse wirksame Suszeptibilität (bei einem Elektrolyteisenstab) nach den Stabenden zu abnimmt, vielleicht unter dem Einfluß der Normalkomponente der Magnetisierung.

1) R. Mann, Inaug.-Diss. Berlin, 1895; Phys. Rev. 3. S. 359. 1896.

Der magnetometrische E.F., der die magnetometrisch gemessene Kurve mit der Normalkurve zur Deckung bringt, korrigiert also nicht nur auf das wahre Feld, sondern gleichzeitig auf die wahre Suszeptibilität, ist also anders definiert wie der ballistische E.F., weshalb eine direkte Messung nach derselben Methode nicht in Frage kommt.

#### Zusammenfassung der Ergebnisse

Überblickt man die Ergebnisse der beschriebenen Messungen, so läßt sich folgendes feststellen:

1. Der Entmagnetisierungsfaktor eines kreiszylindrischen Stabes von bestimmtem Dimensionsverhältnis ist keine Konstante, sondern eine Funktion der Suszeptibilität. Er wird mit abnehmender Suszeptibilität  $\alpha$  in der Regel kleiner und erreicht für einen verschwindend kleinen Wert von  $\alpha$  einen Grenzwert, der sich zu  $2\pi \cdot \left(\frac{d}{l}\right)^2$  berechnet.
2. Ist die Anfangssuszeptibilität kleiner wie die maximale, so hat der Entmagnetisierungsfaktor für sie einen größeren Wert wie für dieselbe Suszeptibilität bei höherer Magnetisierung.
3. Der Entmagnetisierungsfaktor hängt bei konstantem Dimensionsverhältnis und konstanter Suszeptibilität vom Material ab und zwar so, daß er für dieselbe Suszeptibilität einen um so größeren Wert hat, je kleiner die maximale Suszeptibilität ist (abgesehen von ganz kleinen Suszeptibilitäten, wo die Abweichungen innerhalb der Meßunsicherheit liegen).
4. Bei mittlerer und kleiner Suszeptibilität ist der Entmagnetisierungsfaktor größer für dünne Stäbe wie für dicke von gleichem D.V.
5. Der Entmagnetisierungsfaktor ist unabhängig von der Temperatur.
6. Die Scherungskurve verläuft bis zu derselben Magnetisierung geradlinig wie die Magnetisierungskurve. Mit weiter wachsender Magnetisierung biegt sie nach kleineren Werten ab.

Aus den Untersuchungen geht hervor, daß für genaue magnetische Messungen an kreiszylindrischen Stäben in freier

Spule nur die ballistische Methode in Betracht kommt, und daß man in jedem einzelnen Fall den E.F. von Punkt zu Punkt der Magnetisierungskurve bestimmen muß. Dies ist nach der mitgeteilten Methode mit genügender Genauigkeit möglich.

Die beschriebene Methode ist mit Erfolg bereits auf Messungen an Eiseneinkristallen angewendet worden.<sup>1)</sup>

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Tübingen ausgeführt. Ich bin dessen Leiter, Hrn. Prof. Dr. Walther Gerlach, für das große Interesse, mit dem er den Fortschritt meiner Arbeit verfolgte, und für das freundliche Entgegenkommen, mit dem er mir die nötigen Hilfsmittel zur Verfügung stellte, zu großem Dank verpflichtet, den auszusprechen ich an dieser Stelle nicht versäumen möchte. Ein wesentlicher Teil der Mittel konnte durch die Hilfe des Elektrophysikausschusses der Notgemeinschaft beschafft werden, wofür auch hier bestens gedankt sei.

Physikalisches Institut Tübingen, März 1928.

---

#### Nachtrag

Kürzlich hat W. Wolman<sup>2)</sup> mit Hilfe des magnetischen Spannungsmessers von Rogowski und Steinhaus<sup>3)</sup> eine Methode ausgearbeitet, mit der es ebenfalls gelingt, magnetische Messungen in freier Spule auszuführen. Es wird dabei das wahre Feld durch Messung des magnetischen Spannungsabfalls längs des von der Sekundärspule überdeckten Teils der Probe bestimmt. Diese Methode ist wie die unsrige auch auf Messungen nach der Joch- und Isthmusmethode anwendbar, erfordert jedoch ein ebenflächig begrenztes Probestück, während die Methode der Mantel- oder Nadelspulen dieser Einschränkung nicht bedarf. Dafür ist die relative Genauigkeit von Wol-

---

1) E. Dussler und W. Gerlach, Ztschr. f. Phys. 44. S. 279. 1927; E. Dussler, Diss. II. Teil.

2) W. Wolman, Über ein Verfahren der Eisenprüfung mit dem magnetischen Spannungsmesser. Messungen an Eiseneinkristallen. Diss. Aachen 1927. Arch. f. Elektrotechn. 19. Heft 3. 1928.

3) W. Rogowski und W. Steinhaus, Arch. f. Elektrotechn. 1. S. 141. 1912.

mans Methode der unsrigen bei sehr kleinen Feldern überlegen; bei mittleren und höheren Feldern ist sie merklich dieselbe.

Wolman hat sein Verfahren auch zur Untersuchung von Eiseneinkristallen benutzt. Über den Vergleich seiner Ergebnisse mit denen von W. Gerlach und dem Verfasser siehe II. Teil der Dissertation des Verfassers.<sup>1)</sup>

---

1) Erscheint in Ztschr. f. Phys. (im Druck).

(Eingegangen am 6. April 1928.)

**3. Über den Durchschlag fester Isolatoren;**  
**von Wilhelm Werner**

(Hierzu Tafel I und II)

Inhalt: Einleitung. — Versuchsanordnung. — Versuchsresultate. — Folgerungen und ergänzende Versuche. — Zusammenfassung.

**Einleitung**

Die Ursachen, die zur Zerstörung eines Isolators durch elektrische Beanspruchung führen, sind noch ungeklärt, obwohl ihre Kenntnis für die zu immer höheren Spannungen schreitende Technik Grundlage für eine richtige Isolation wäre, die, wie man sagen kann, das schwierigste Problem der Hochspannungstechnik bedeutet.

Für die Erscheinungen des elektrischen Durchschlags bei Gasen glaubte man bis vor kurzem, durch die Theorie der Stoßionisation von Townsend eine befriedigende Lösung gefunden zu haben. Doch Messungen von Prof. Dr. Rogowski in Aachen<sup>1)</sup> und ältere (noch nicht veröffentlichte) Messungen von Dr. Spiller im Physikalischen Institut der hiesigen Universität zeigen, daß der Durchschlag in einer Zeit von weniger als  $10^{-6}$  Sek. erfolgt, so daß für Ausbildung einer Ionenlawine nach der Townsend'schen Theorie gar keine Zeit ist. Somit werden auch die Vorstellungen über den Durchschlag von Gasen einer Korrektur bedürftig.

Bei Versuchen über Durchschlagsfestigkeit von Flüssigkeiten stellte Dr. Spiller<sup>2)</sup> bei mikroskopischer Betrachtung der Funkenstrecke fest, daß der Funkendurchschlag durch eine Kette von Gasblasen zwischen den Elektroden erfolgt.

Auch durch Strömenlassen der Flüssigkeit konnte bei reinem Material diese Kettenbildung nicht verhindert werden.

1) W. Rogowski, Fachber. d. 31. Jahresversammlung d. V.D.E., Wiesbaden 1926, S. 77.

2) E. Spiller, Dissertation 1921.

In der gleichen Arbeit wurde außerdem untersucht, ob dem Durchschlag eine zeitliche Zunahme der Stromstärke vorangeht. Diese konnte jedoch trotz Anwendung verschiedener Methoden nicht ermittelt werden, was unabhängig auch Rogowski mit viel feineren Methoden fand.

Des weiteren wurde in der Arbeit festgestellt, daß bezüglich des Ohmschen Widerstandes bei ruhender und strömender Flüssigkeit keine Unterschiede zu ermitteln waren.

Zur Erklärung der beim Durchschlag von Flüssigkeiten auftretenden Erscheinungen, insbesondere des außerordentlich großen Einflusses des Druckes, hat Günther-Schulze<sup>1)</sup> die Theorie aufgestellt, daß die in den Flüssigkeiten enthaltenen Ionen durch die zum Durchbrechen des Dielektrikums benutzten hohen Feldstärken eine solche Geschwindigkeit erhalten, daß sie durch die hohe Reibung in der Flüssigkeit eine Reibungswärme entwickeln, die mikroskopische Dampfblasen erzeugt. In diesen soll dann die Funkenentladung durch Stoßionisation einsetzen.

Bei festen Stoffen, bei denen offenbar obige Theorie nicht anwendbar ist, ist die Unbestimmtheit noch viel größer als bei Gasen und Flüssigkeiten. Hier sind die einzelnen Beobachter nicht nur zahlenmäßig zu verschiedenen Ergebnissen gelangt, sondern haben auch ganz verschiedene Gesetzmäßigkeiten gefunden.

So werden z. B. als Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von der Dicke des Dielektrikums angegeben:

$$\text{Almy}^2) \quad U = a d + b,$$

$$\text{Kinzbrunner}^3) \quad U = a \sqrt{d},$$

$$\text{Baur}^3) \quad U = d^{\frac{1}{4}},$$

Mosciki<sup>4)</sup> bei Verstärkung des Randes

$$U = a d,$$

1) A. Günther-Schulze, Die dielektrische Festigkeit von Gasen, Flüssigkeiten und festen Körpern, Helios 27. 8. 1922. S. 411.

2) J. Almy, Ann. d. Phys. 1. S. 508. 1900.

3) Vgl. E. Mündel, Zum Durchschlag fester Isolatoren, Archiv f. Elektrotechn. 1925. 4. Heft.

4) J. Mosciki, Über Hochspannungskondensatoren, E. T. Z. 1904. S. 527.

ohne Randverstärkung  $U = a \sqrt{d}$ ,

Wagner<sup>1)</sup>  $U = a d$

Schumann<sup>2)</sup> fand für die Abhängigkeit der Durchbruchsfeldstärke von der Dicke des Dielektrikums bei Glas u. a. die Formel

$$E = \frac{1}{ad + b}.$$

Nach dieser Formel würde die Spannung, die der Isolator auszuhalten vermag, bei noch so großer Dicke einen bestimmten Wert nicht überschreiten können, denn aus

$$E = \frac{U}{d} = \frac{1}{ad + b}$$

folgt

$$U = \frac{d}{ad + b}$$

und für

$$d = \infty$$

wird

$$U = \frac{1}{a}.$$

In vorstehenden Gleichungen bedeuten  $U$  = Durchschlagsspannung,  $E$  = Durchbruchsfeldstärke,  $d$  = Dicke des Prüfobjektes,  $a$ ,  $b$  Konstanten, die für das von Prof. Schumann untersuchte Glas die Werte  $a = 0,000\,771$ ,  $b = 0,000\,214$  haben.

Für das von Prof. Dr. Schumann untersuchte Glas ergibt sich als höchste Durchschlagsspannung  $U \approx 1300$  kV.

Diese Beispiele sind jedoch nur ein Auszug von dem, was über das Problem des Durchschlags veröffentlicht wurde.

Bei dieser Unbestimmtheit ist man natürlich zu sehr verschiedenen Auffassungen über die Ursachen des Durchschlags gekommen. Es war bisher nicht möglich, die verschiedenen Ergebnisse von einheitlichem Gesichtspunkt aus zu verstehen.

1922 ist eine quantitativ ziemlich weit durchgebildete

1) K. W. Wagner, Der physikalische Vorgang beim elektrischen Durchschlag von festen Isolatoren, Sitzungsber. d. Akad. d. Wissensch. 1922, S. 438.

2) W. O. Schumann, Ztschr. f. techn. Physik 1925, Nr. 9, S. 443.

Annalen der Physik. IV. Folge. 86.

Theorie des Durchschlags fester Körper von K. W. Wagner<sup>1)</sup> veröffentlicht worden. Wagner gibt bekanntlich als Ursache des Durchschlags das Labilwerden des thermisch-elektrischen Gleichgewichtes an. Nach Wagner sind in jedem Isolator leitende Kanäle vorhanden, die durch den sie durchfließenden Strom sich erhitzten und dadurch wieder besser leiten. Dieser Vorgang steigert sich, bis der Isolator durchbrennt.

Diese Theorie vermag jedoch nicht alle Erscheinungen, die man beim Durchschlagen fester Körper beobachtet, zu erklären. So berichtet Voege<sup>2)</sup> bereits 1904, daß Glas von gleicher Zusammensetzung und Stärke

bei 78 kV durchschlug, wenn die Versuche in Petroleum,  
 " 69 " " " " " Leinöl,  
 " 100 " " " " " dickflüssigem Paraffinöl  
 ausgeführt wurden.

Nach der Wagnerschen Theorie dürften bei diesen Versuchen keine irgendwie erheblichen Unterschiede der Durchschlagsspannungen vorhanden sein.

Prof. Dr. Schumann<sup>3)</sup> hat Versuche angestellt, um die Wagnersche Theorie zu prüfen. Mit Hilfe der Schlierenmethode stellt er u. a. fest, daß die Erwärmung des Glases kurz vor dem Durchschlag weniger als 10° C beträgt. Diese Übertemperatur genügt aber nicht, um einen Durchschlag nach der Wagnerschen Theorie hervorzurufen.

Es sei schließlich hierzu noch vorweg bemerkt, daß bei Versuchen, die ich in siedender flüssiger Luft, also bei — 193° C ausgeführt habe, die Durchschlagsspannungen für Glas, Glimmer, Zelloid u. a. m. viel niedriger sind als in Öl bzw. Luft bei Zimmertemperatur, trotzdem die Wärmeableitung in der flüssigen Luft doch sicher eine größere ist als bei Zimmertemperatur, man also nach der Wagnerschen Ansicht hätte das Gegenteil erwarten müssen.

Prof. Dr. Nernst hat mich auf folgende Punkte aufmerksam gemacht, nach denen ein Durchschlag nach der Wagnerschen Auffassung bei meinen Versuchen nicht in Frage kommen kann:

1) K. W. Wagner, Ber. d. Akad. d. Wissensch. 1922. S. 438.

2) W. Voege, E. T. Z. 1904. S. 1034.

3) W. O. Schumann, Ztschr. f. techn. Phys. 1925. Nr. 9. S. 445.

1. Um bei der geringen Energie einer geladenen Leydener Flasche eine Erwärmung um viele hundert Grad hervorzurufen, müßten die Kanäle ungeheuer dünn sein; die Wärmeleitung, wie leicht zu berechnen, läßt aber solche ungeheuer dünnen Kanäle nicht zu.
2. Bei Verwendung von wenig Energie zeigen sich keine Schmelzperlen.
3. Die Erscheinungen bei den Versuchen mit Glas bzw. Schwefel zeigen keine prinzipiellen Unterschiede, obwohl Schwefel überhaupt nicht leitend wird.

In einer in Leningrad ausgeführten Arbeit<sup>1)</sup>, die sich ebenfalls mit der Prüfung der Wagnerschen Theorie befaßt, teilen die Verfasser mit, „daß die Wagnersche Theorie für Glas bei Temperaturen von über 100° C durch das Experiment bestätigt wird“. Unterhalb dieser Temperatur soll nach den Verfassern für den Wärmedurchschlag ein anderer Mechanismus eintreten, über den sie nunmehr systematische Untersuchungen anstellen wollen. Sie berichten u. a., daß sie bei Glas Versuche in flüssiger siedender Luft gemacht haben, wobei die Durchschlagsspannungen etwa 10—20 Proz. niedriger waren als bei Zimmertemperatur. Diese Versuche zeigen also ebenfalls, daß bei meinen Versuchen die Theorie von Wagner nicht anwendbar ist.

Die einzige Theorie des Durchschlags fester Körper konnte also allgemeingültig durch das Experiment nicht bestätigt werden, und das übrige experimentelle Material ist so vielseitig, daß es schwer ist, hier etwas Wesentliches herauszufinden.

Günther-Schulze<sup>2)</sup> unterscheidet bei festen Körpern drei Arten von dielektrischen Festigkeiten.

1. Reißfestigkeit, dasjenige Mindestpotentialgefälle, durch das die Bindung zwischen den Ladungen eines Dielektrikums zerrissen wird, so daß eine Entladung, ein Funken, durch das Dielektrikum geht.

2. Stoßfestigkeit, dasjenige Mindestpotentialgefälle, bei dem die unselbständige Entladung in eine selbständige, sich selbst steigernde Entladung, einen Funken, übergeht.

1) L. Inge u. A. Walther, *Ztschr. f. Phys.* **87**. S. 292.

2) A. Günther-Schulze, *Jahrbuch f. Radioaktivität u. Elektronik* 1923. S. 92.

3. Thermodielektrische Festigkeit eines Pseudodielektrikums ist dasjenige Mindestpotentialgefälle, bei dem das Gleichgewicht zwischen Leitfähigkeit und Temperatur labil wird, so daß der Strom über jedes Maß hinaussteigt.

Was die von Günther-Schulze definierte Reißfestigkeit betrifft, so zeigen Berechnungen von Prof. Rogowski<sup>1)</sup> bezüglich des Steinsalzes verglichen mit den Versuchsresultaten, daß die Feldstärken, die bei den bisher gemessenen Durchschlägen auftreten, bei weitem nicht ausreichen, um die Bindung zwischen den einzelnen Ionen zu zerstören.

Bei der Zerstörung eines Isolators durch Überschreiten der elektrischen Reißfestigkeit, wie auch durch Labilitätsstellen des thermoelektrischen Gleichgewichtes müßten die Durchschläge stets dort erfolgen, wo im Isolator die größte Feldstärke herrscht.

Auch bei der, durch die Definition von Günther-Schulze gegebenen, Stoßfestigkeit müßten die Durchschläge stets an der Stelle der größten Feldstärke erfolgen.

Das ist aber, wie im folgenden näher gezeigt werden wird, nicht der Fall.

#### Versuchsanordnung

Es sollten zunächst Durchschlagsversuche bei festen Körpern bei tiefen Temperaturen ausgeführt werden. Die Versuche sollten in flüssiger Luft und dann in flüssigem Wasserstoff ausgeführt werden.

Zunächst möchte ich die Versuchsanordnung beschreiben.

Als Elektroden wurden Kugeln gewählt, um einigermaßen definierte Verhältnisse zu haben. Ich möchte versuchen, kurz einen Überblick über die Feldverteilung zu geben.

Fig. 1 zeigt einen Schnitt durch die Versuchsanordnung. Als Elektroden wurden Kugeln von 1 cm Durchmesser angenommen. Für den Verlauf der Feldlinien wurden ferner Verhältnisse zugrunde gelegt, wie sie auftreten, wenn Glimmer (Dielektrizitätskonstante = 8) im Vakuum (Dielektrizitätskonstante = 1) untersucht wird. Die Feldlinien treten senkrecht aus den Elektroden aus, denkt man sie sich innerhalb der Elektroden fortgesetzt, so gehen sie durch Punkte E, die

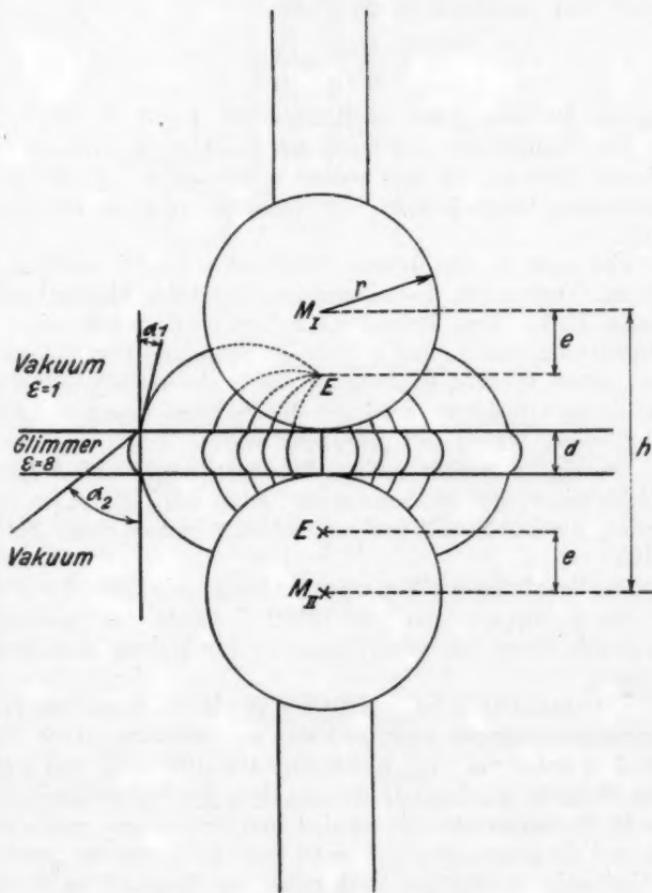
---

1) W. Rogowski, Fachber. d. V. D. E., Versammlung Wiesbaden 1926, S. 77.

einen Abstand ( $e$ ) vom Mittelpunkt der betreffenden Elektrode haben, der durch folgende Gleichung gegeben ist:

$$e = \frac{h}{2} - \sqrt{\frac{h^2}{4} - r^2},$$

wobei  $e$  der Abstand des Punktes  $E$  vom Mittelpunkte  $M$  der Elektroden,  $h$  der Abstand der Mittelpunkte beider Elektroden,



Zur Übersicht über die Verteilung des elektrischen Feldes.

Fig. 1

$r$  der Radius der Elektroden (nach Thomälen, Kurzes Lehrbuch der Elektrotechnik 1920 S. 97). Wäre der Raum zwischen den Elektroden mit einem einheitlichen Medium, also von überall gleicher Dielektrizitätskonstante erfüllt, so wären die Feldlinien stetig gekrümmte Bahnen. Da aber der Raum von zwei Medien verschiedener Dielektrizitätskonstante erfüllt wird, so werden die Feldlinien an ihrer Berührungsfläche gebrochen.

Die Gesetzmäßigkeit, nach der diese Ablenkung erfolgt, findet ihren Ausdruck in der Formel

$$\frac{\operatorname{tg} \sigma_1}{\operatorname{tg} \sigma_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2},$$

über die Bedeutung der Buchstaben vgl. Fig. 1, S. 101.

Die Bahnen der Feldlinien werden also im Medium mit höherer Dielektrizitätskonstante ausgebuchtet. Diese Ausbuchtungen haben je nach der Versuchsanordnung ein Maximum.

Um nicht mit zu dünnen Prüfstücken experimentieren zu müssen, Vorversuche hatten gezeigt, daß beim Eintauchen in flüssige Luft dünne Proben häufig springen, wurde die Anordnung so getroffen, daß man bis zu Spannungen von 50000 V ohne Schwierigkeiten kommen konnte, andererseits durften die Dimensionen nicht zu groß gewählt werden, damit nicht zu viel flüssiger Wasserstoff gebraucht wurde.

Um eine möglichst geringe Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit zu erzielen, wurden als Elektroden Hohlkugeln verwendet, die an Neusilberrohren befestigt waren. Vgl. Fig. 2 S. 103.

Die Schaltung der Versuchsanordnung zeigt Fig. 3 S. 103.

Bis zu Spannungen von 18000 V wurde die Spannung direkt mit einem statischen Voltmeter von Hartmann & Braun gemessen.

Für Spannungen bis zu 50000 V wurde, da es auf absolute Spannungsmessungen nicht ankam, die Spannung durch Kapazitäten unterteilt. Vgl. hierzu Fig. 4 S. 103. Vor und nach jeder Meßreihe wurden nun die Angaben des Voltmeters durch eine Meßfunkenstrecke, die parallel zum Prüfapparat geschaltet war, auf die ganze am Prüfobjekt liegende Spannung geeicht. Da bei sehr sorgfältiger Isolierung der Kapazitäten durch Paraffin und Glas die Abweichungen, die ich bei den Eichungen feststellen konnte, geringer als 3 Proz. waren, und ich bei den

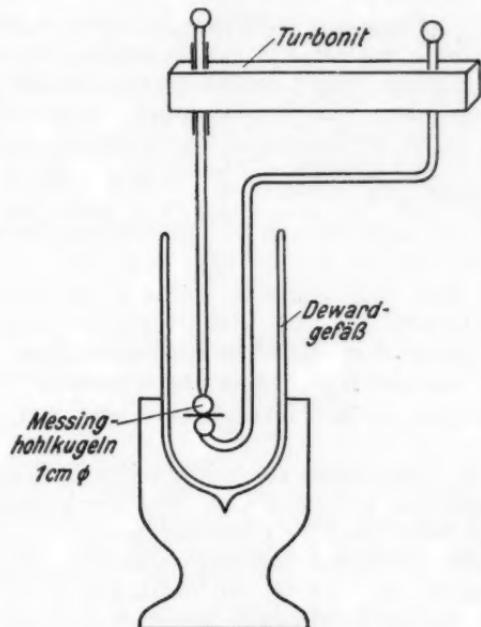


Fig. 2

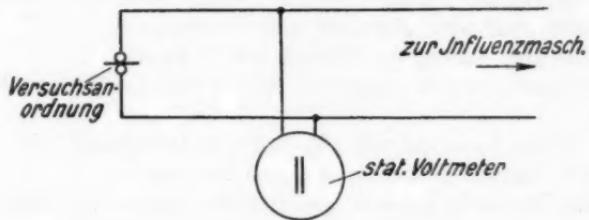


Fig. 3

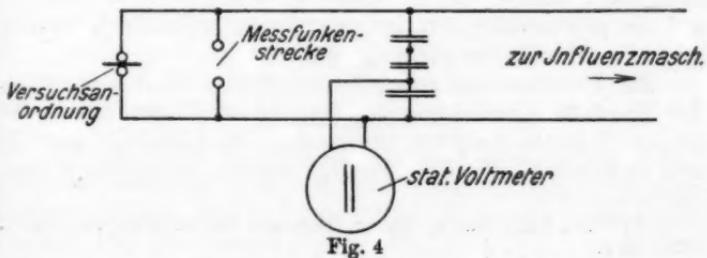


Fig. 4

Versuchen die Spannung so steigerte, daß sie im allgemeinen bis zum Durchschlag nicht länger als 10 Sek. dauerte, glaube ich eine genügende Meßgenauigkeit für die Versuche erzielt zu haben, zumal wenn man bedenkt, daß mit allen Vorsichtsmaßregeln angestellte Messungen bereits vorliegen, aber trotzdem die verschiedenen Beobachter Abweichungen bekommen, die weit größer sind.

Die Spannung wurde von einer 20-Platteninfluenzmaschine geliefert. Es war kein Pol geerdet.

Es sei hier ausdrücklich betont, daß bei den Versuchen absichtlich wenig Energie verwendet wurde, um nicht die durch den Durchschlag eintretenden Erscheinungen durch sekundäre Effekte (Schmelzen, Zerstörungen) zu verwischen.

Die Kugeln der Meßfunkenstrecke hatten 2,41 cm Durchmesser.

Für die Umrechnung der Schlagweiten in Kilovolt habe ich die Messungen von Peek bzw. Weicker zugrunde gelegt, die ich aus Schumann<sup>1)</sup> entnommen habe.

Die Versuche wurden nun derart ausgeführt, daß über den Prüfapparat Fig. 2 von unten ein Gefäß mit Öl bzw. flüssiger Luft geschoben wurde, so daß die ganze Prüfanordnung in dem betreffenden Medium war.

Untersucht wurden Glimmer, Glas, Steinsalz, verfärbtes Steinsalz, Schwefel, Zelloid und Weichgummi.

Die Herstellung der Proben war folgende:

Glimmer wurde gespalten, bis er die gewünschte Stärke hatte.

Für die Versuche mit Glas wurden Deckgläser, wie sie für die Mikroskopie gebraucht werden, verwendet.

Zur Herstellung der Steinsalzproben wurden zunächst möglichst dünne Platten durch Spalten hergestellt, diese wurden dann mit Paraffin auf eine Metallplatte gekittet und dann bis auf die gewünschten Stärken abgedreht. Schließlich wurden noch die Oberflächen sauber geschliffen.

Zur Untersuchung von Schwefel wurden Platten gegossen. Die Herstellung war folgende: für dickere Platten wurde der flüssige Schwefel zwischen Glasplatten, die leicht mit dem Öl, in dem später die Versuche gemacht wurden, eingefettet waren,

---

1) W. O. Schumann, Elektr. Durchbruchsfeldstärke von Gasen, 1923. S. 9.

gepreßt. Dünnerne Platten, etwa 0,2 mm, konnten so nicht hergestellt werden, da diese Schwefelplättchen beim Abziehen von der Glasplatte zerbrachen. Bei der Herstellung dieser Plättchen wurde folgendermaßen (vgl. Fig. 5) verfahren:

Auf eine Glasplatte als Unterlage wurde vollständig glattes, satinieretes Papier gelegt. Darauf wurde der flüssige Schwefel gegossen und sofort durch eine zweite Glasplatte, die ebenfalls

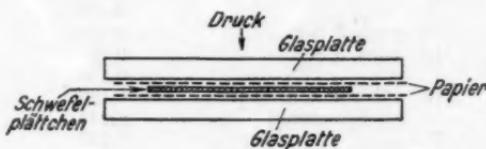


Fig. 5

mit Papier überzogen war, stark zu einer dünnen Platte zusammengepreßt. Die Glasplatten ließen sich vom Papier ohne weiteres abnehmen. Man hatte nun ein auf beiden Seiten mit Papier behaftetes Schwefelplättchen.

Die Papiere konnten jedoch leicht, wie Fig. 6 zeigt, über einer scharfen Kante abgezogen werden. Auf diese Weise gelang es, Schwefelplättchen bis zu Stärken von etwa 0,18 mm zu erhalten.

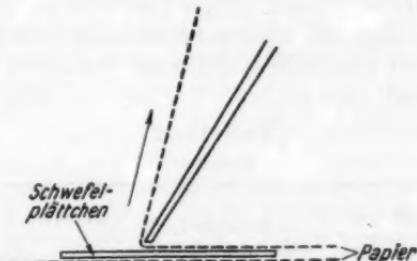


Fig. 6

#### Versuchsresultate

Um zu sehen, wie sich die Durchschlagsspannungen beim Glimmer verhalten, wenn man die Versuche in Luft bei Zimmertemperatur und dann in flüssiger Luft an gleicher Stelle macht, wurden folgende Versuche angestellt.

Tabelle 1  
Glimmer

Stärke mm	in Öl		in flüssiger Luft:	
	Durchschlagsspannung kV		Stärke mm	Durchschl.- Spannung kV
0,012	10,6		0,007	3
0,012	10,8		0,014	4,5
0,015	11,6		0,014	4,3
0,015	8,6		0,016	4,9
0,018	13 nach 3 Sek.		0,020	5
0,020	13 nach 5 Sek.		0,038	6
0,021			0,089	11
0,024	>13 (über 1 Min. unter Spannung)		0,125	11,8
0,035			0,145	12,4
0,048	27,3		0,215	14,3
0,049	27,7		0,634	28,5
0,054	27,7		0,640	29,5
0,072	31,4		0,755	32,6
0,082	41,6		0,928	47
0,088	45,6		1,07	>50
0,116	50			
0,153	>50			

Nachdem bekannt war, daß der Glimmer in Luft bei Zimmertemperatur schwerer als in flüssiger Luft durchgeschlagen wird, wurden die Versuche derart ausgeführt, daß der Glimmer erst in Luft bei Zimmertemperatur an Spannung gelegt wurde, ohne zerstört zu werden, um dann an derselben Stelle in flüssiger Luft untersucht zu werden. Einige Proben wurden dann wiederum in Luft bei Zimmertemperatur an anderen Stellen untersucht, wobei sie wieder eine höhere elektrische Festigkeit hatten. Die Ergebnisse zeigt Tab. 2.

Tabelle 2  
Glimmer

Stärke mm	in Luft bei Zimmertemperatur		in flüssiger Luft Durchschl.-Sp. kV	b. nochm. Prüf. in Luft v. Zimmertemp. an and. Stelle Durchschl.-Sp. kV
	Durchschlagsspann. kV			
0,014	8			
0,020	(3)		4	
0,032	11 (Überschlag)		6,7	
0,033	>13	"	5	
0,039	>13	"	7,8	
0,105	>13	"	11,4	> 13
0,124	>13	"	11	> 13
0,125	>13	"	13	> 13

Tabelle 3  
Glas

Stärke mm	in Öl		in flüssiger Luft:	
	Durchschlagsspannung kV		Stärke mm	Durchschl.-Sp. kV
0,093	11,7		0,085	9
0,098	10,8		0,093	9,9
0,114	12,4		0,102	9,8
0,127	>13		0,105	9,5
0,129	>13		0,112	10,6
			0,114	12,6
			0,115	11,3
			0,127	12,4
			0,128	11,4
			0,130	11,3
0,453	50 (nach 3 Sek.)	a	0,442	20
0,467	28		0,442	20
0,467	48		0,450	20,5
0,553*	42	b	0,528	27
0,576*	43		0,538	22,5
0,577*	46,5		0,545	23,5
0,696*	37,5		0,545	27
0,75	>50	c	0,72	27,5
1,064*	>50 gerein. u. in fl. Luft →		1,064	40
			1,063	33,5
			1,053	40,5
			1,065	41,5

Es wurden außerdem Proben, die bei 13 kV in Öl noch nicht zerstört wurden, noch einmal, nachdem sie sorgfältig von Öl gereinigt worden waren, an derselben Stelle in flüssiger Luft untersucht; das Ergebnis war:

Tabelle 4  
Glas

Stärke mm	in Öl		in flüssiger Luft	
	Durchschlagsspann. kV		Durchschlagsspann. kV	
0,096	>13		10,5	
0,115	>13		10,2	
0,120	>13		11,8	
0,124	>13		>13	
0,126	>13		11,8	

Bei diesen Versuchen sind etwaige Materialverschiedenheiten ausgeschlossen, da beide Versuche mit derselben Probe an gleicher Stelle ausgeführt wurden.

Für die Versuche mit dickeren Gläsern wurden Objektgläser verwendet. Um nicht etwa durch Materialverschiedenheiten der einzelnen Proben irregeführt zu werden, wurden zu Vergleichen immer nur solche Proben benutzt, die aus ein und demselben Objektglas geschnitten waren. In Tab. 3 sind diese Proben immer zu Gruppen zusammengefaßt und mit a, b usw. bezeichnet.

Ferner wurden, um zu untersuchen, ob die geringeren Durchschlagswerte in flüssiger Luft etwa durch kleine Sprünge die im Glas durch das Eintauchen in die flüssige Luft entstehen könnten, verursacht werden, die mit \* bezeichneten Proben alle erst längere Zeit in flüssige Luft getaucht und dann in Öl untersucht, außerdem wurden alle Proben, die in Öl bei 50 kV nicht zerstört wurden, dann noch einmal, nachdem sie vom Öl gereinigt waren, in flüssiger Luft untersucht. Das Ergebnis war:

Tabelle 5  
Glas

Stärke mm	in Öl		in flüssiger Luft an derselben Stelle Durchschlagsspann. kV
	Durchschlagsspann. kV		
0,682*	> 50		26,5
1,064*	> 50		40
1,065*	> 50		41,5

Tabelle 6  
Steinsalz

Stärke mm	in Öl		in flüssiger Luft	
	Durchschlagsspann. kV		Stärke mm	Durchschlagsspann. kV
0,24	21		0,62	27
0,25	20		0,75	28
0,28	25		0,76	37,2
0,33	29		0,78	35
0,39	34		0,90	38,5
0,45	37		0,92	37
0,48	36		1,35	> 50
0,60	44			
0,62	44,5			
0,68	> 50			
0,70	> 50			
0,73	> 50			
0,76	> 50			
0,81	> 50			
1,69	> 50			

Tabelle 7  
Schwefel

Stärke mm	in Öl		in flüssiger Luft	
	Durchschlagsspann. kV		Stärke mm	Durchschlagsspann. kV
0,10	6,2		0,125	8
0,110	8,8		0,170	13
0,14	8,2		0,195	10,1
0,18	7,3		0,200	10,8
0,18	7,8		0,200	11
0,195	6,8		0,210	12
0,230	12		0,210	7
0,240	10,2		0,235	11,8
0,255	8,2			
0,260	12,1		1,18	39
0,265	11,4		1,28	50
0,280	>13		1,28	50
0,280	>13		1,35	42
0,340	>13		1,38	50
1,22	35		1,39	46
1,30	40			
1,30	45			
1,31	34		0,300	3
1,40	48		0,600	7,2
			0,652	7,8
			0,674	9,1
			0,675	9,8
			0,685	9,2
			1,000	>13
			1,200	12

Versuche mit Zelluloid und mit Gummi

Von Zelluloid und Gummi wurde nur je eine Stärke untersucht. Die im folgenden mitgeteilten Werte sind Mittelwerte von je 4 Messungen.

Tabelle 8  
Zelluloid

Stärke mm	in Öl		in flüssiger Luft	
	Durchschlagsspann. kV		Stärke mm	Durchschlagsspann. kV
0,14	31		0,14	16
etwa 0,6	15	Gummi	0,6	>46

### Folgerungen und ergänzende Versuche

Stellt man die vorstehenden Versuchsresultate graphisch dar, wie es für Glimmer, Steinsalz und Schwefel die Kurven auf S. 111 u. 118 zeigen, so sieht man, daß die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von der Dicke des Isoliermaterials sich am besten durch die Formel  $U = ad + b$  darstellen läßt.

Almy, der sehr sorgfältige Messungen über dielektrische Festigkeit an Flüssigkeiten und festen Stoffen gemacht hat und ähnliche Elektrodenformen hatte (er benutzte Kugel und Ebene bzw. Spitze und Ebene) findet durchweg für feste Körper und Flüssigkeiten als Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von der Dicke ebenfalls dieselbe Formel.

Obige Formel steht auch mit experimentellen Ergebnissen im Einklang, die in neuerer Zeit von Prof. A. Joffe<sup>1)</sup> gefunden wurden. Joffe fand, daß für sehr dünne Schichten in bestimmten Grenzen die Durchschlagsspannung unabhängig von der Dicke des Isolators konstant ist. Das folgt auch aus obiger Formel, denn bei sehr kleinem  $d$  wird der erste Summand der rechten Seite obiger Formel nahezu Null, die Summe also praktisch konstant.

Der außerordentlich starke Abfall der Durchschlagsspannung für Glas, Steinsalz und besonders Glimmer bei den Versuchen in flüssiger Luft ließ zunächst vermuten, daß ein Temperatureinfluß vorhanden wäre. Die Vermutung erwies sich jedoch als irrig, wie die im folgenden beschriebenen Versuche über Durchschlagsspannungen in flüssigem Wasserstoff zeigen.

Als mit Glimmer von 0,12 mm Stärke Versuche in flüssigem Wasserstoff ausgeführt wurden, konnte bei etwa 27 kV kein Durchschlag erzielt werden. Oberhalb dieser Spannung hörte ich Sprühen, und, um Funkenentladungen über dem flüssigen Wasserstoff zu vermeiden, damit das entweichende Wasserstoffgas sich nicht entzünde, steigerte ich die Spannung nicht weiter. Trotzdem der Versuch einige Male wiederholt wurde, konnte kein Durchschlag erzielt werden; als später dieselben Proben in flüssiger Luft untersucht wurden, schlugen sie schon bei etwa 12 kV durch.

Wie ist dieses Verhalten des Glimmers nun zu verstehen?

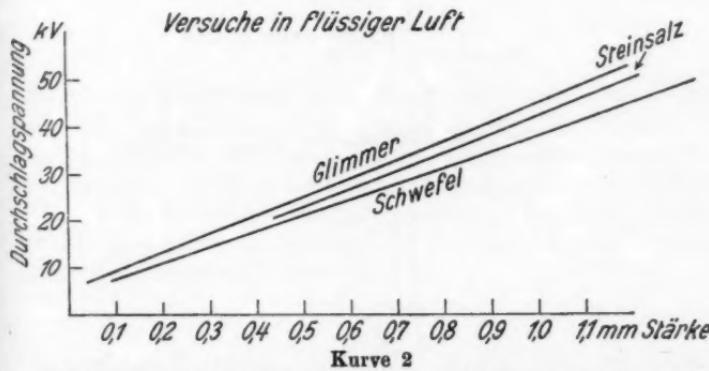
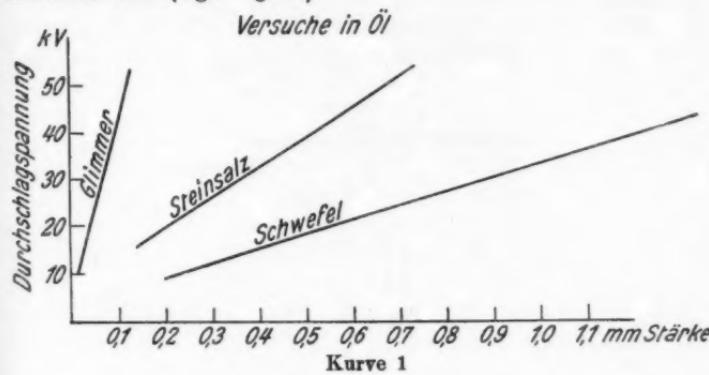
Bei meinen Versuchen war mir aufgefallen, daß Durchschläge nie dort stattfinden, wo sich Dielektrikum und Elek-

---

1) A. Joffé Physik. Ber. 1928, S. 558.

troden berühren, sondern stets liegt der Durchschlag davon (manchmal beträchtlich) entfernt.<sup>1)</sup>

Um die Verhältnisse einmal bei anderer Elektrodenanordnung zu untersuchen, habe ich u. a. Glimmerplatten nach dem Verfahren von Böttger versilbert. Auch bei diesen Versuchen erfolgte der Durchschlag außerhalb des Randes der Silberschicht. (Vgl. Fig. 8.)



Bei der Betrachtung der Proben mit bloßem Auge glaubt man, der Durchschlag sei am Rande erfolgt. Unter dem Mikroskop sieht man dagegen deutlich, daß der Durchschlag außerhalb des Randes liegt.<sup>2)</sup>

Diese Erscheinungen lassen nun bereits vermuten, daß zunächst das Öl bzw. die flüssige Luft durchgeschlagen wird und

1) Vgl. Abb. 1 u. 2, Taf. I u. Fig. 7.

2) Vgl. Abb. 3, Taf. I.

die hier entstandene Lawine sich dann im festen Dielektrikum fortsetzt. Bevor ich näher auf die Verhältnisse, die bei diesen Versuchen auftreten, eingehe, seien noch andere Versuchsergebnisse mitgeteilt, die diese Vermutung bestätigen.

Bei den Versuchen in flüssigem Wasserstoff konnte nicht verhindert werden, daß sich um die Elektroden, also in dem

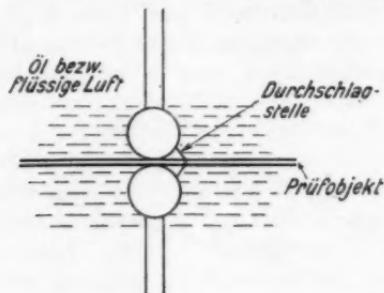


Fig. 7

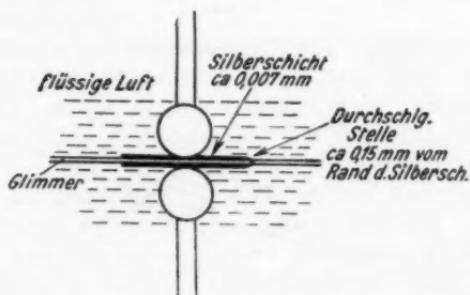


Fig. 8

Raume, in dem nach der eben geschilderten Vermutung der Durchschlag eingeleitet wird, eine Schicht von fester Luft bzw. festem Stickstoff bildete.

Die Folge war, daß bei der tieferen Temperatur ( $-253^{\circ} \text{C}$ ) gegenüber flüssiger Luft ( $-193^{\circ} \text{C}$ ) der Glimmer scheinbar viel höhere Spannungen auszuhalten vermochte.

Diese Verhältnisse habe ich in flüssiger Luft nachzuahmen versucht, indem ich den Prüfapparat mit Öl bzw. Wasser umgab, das dann in der flüssigen Luft erstarrte. Hierbei zeigte

sich nun, daß die elektrische Festigkeit beim Glimmer ganz beträchtlich größer wird, wenn die Elektroden von Eis bzw. festem Öl umgeben sind, trotzdem die Temperatur auch hier — 193° C betrug. (Vgl. Fig. 9.)

Hier sei ein Versuch beschrieben, der die Verhältnisse gut beleuchtet:

Aus einer Anzahl größerer Glimmerscheiben wurde eine herausgesucht, die an allen Stellen gleiche Stärke hatte. Die heraussortierte Glimmerscheibe war außerdem an allen Stellen

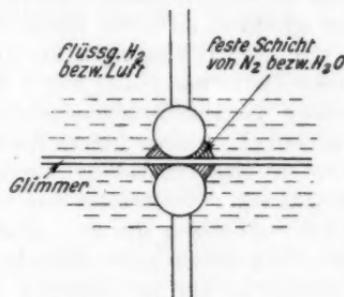


Fig. 9

klar, so daß man annehmen kann, daß keine wesentlichen Materialverschiedenheiten vorhanden waren. Die Scheibe, die eine Stärke von 0,025 mm hatte, wurde an verschiedenen Stellen unter verschiedenen Versuchsbedingungen geprüft. Nach jedem Versuch wurde sie sorgfältig gereinigt. Im folgenden gebe ich die Ergebnisse in derselben Reihenfolge wie die Versuche tatsächlich ausgeführt wurden.

Tabelle 9

Temp. ° C	Versuchs-anordn. in	Elektroden umgeb. mit	Durchschlagsspann. kV	Stärke mm
21	Öl	Öl	19	0,025
-193	fl. Luft	fest. Öl	15	0,025
-193	fl. Luft	fl. Luft	(6)	0,025
-193	fl. Luft	fest. Öl	28	0,025
-193	fl. Luft	Eis	26	0,025
-193	fl. Luft	fl. Luft	(6)	0,025
21	Öl	Öl	19	0,025
-193	fl. Luft	fest. Öl	21,5	0,025

Diese Versuche sind mit Ausnahme der beiden in Öl bei Zimmertemperatur ausgeführten alle bei — 193° C gemacht. Ich habe bei allen Versuchen erst die Spannung angelegt, wenn die ganze Apparatur vollständig abgekühlt war. Tab. 9 zeigt nun, daß es sich nicht um einen Temperatureinfluß handeln kann.

Bei Versuchen mit Gummi<sup>1)</sup>) waren die Verhältnisse ähnlich wie bei den Versuchen in flüssigem Wasserstoff. Die Elektroden drückten sich in das weiche Material ein, und als die ganze Anordnung in flüssige Luft getaucht wurde, erstarrte der Gummi, so daß eine größere Fläche der Elektroden von festem Material umgeben war. Die Bedingungen für Ausbildung einer Lawine außerhalb der Platte waren also wesentlich ungünstiger und infolgedessen stieg die Durchschlagsspannung an.

Um zu untersuchen, ob etwa im Innern des festen Isolators vorhandene Elektronen eine Entladung hervorrufen, wurde folgender Versuch gemacht: Verfärbtes Steinsalz wurde mit einer Bogenlampe bzw. mit einem starken Radiumpräparat bestrahlt. Hierdurch sollten durch lichtelektrischen Effekt Elektronen ausgelöst werden, so daß im Innern des Isolators sich möglichst viel freie Elektronen befanden. Hätte nun die Anzahl der im Innern des Isolators befindlichen Elektronen wesentlichen Einfluß auf die Durchschlagsspannung, so hätten sich Unterschiede in den Durchschlagsspannungen bei den Versuchen mit oder ohne Bestrahlung ergeben müssen. Derartige Unterschiede wurden jedoch nicht ermittelt.

Man kann sich nun die Vorgänge beim elektrischen Durchschlag fester Körper etwa so vorstellen: Ähnlich wie bezüglich der mechanischen Festigkeit eine Kette, deren Glieder verschiedene mechanische Festigkeit besitzen, im schwächsten Glied zerreißt, so zerreißt eine Kette hintereinander geschalteter Dielektrika zuerst im elektrisch schwächsten Glied. Hier findet zuerst ein Durchschlag statt, es bildet sich eine Lawine aus, die bei genügender Energie die ganze Kette durchbricht. Bei den hier geschilderten Versuchen besteht diese Kette aus dem zu untersuchenden festen Isolierstoff, dem Öl und aus im Öl besonders an der Elektrode enthaltenen Gasteilchen.

Nach den bisherigen Versuchen hat man es stets mit einer solchen Kette elektrisch hintereinander geschalteter Isolatoren

---

1) Vgl. Tab. 8. S. 109.

zu tun. Ob es überhaupt möglich ist, bei Zimmertemperatur eine solche Kette zu vermeiden, besonders Gasteilchen vollkommen zu eliminieren, ist fraglich, wenn man bedenkt, daß in allen Stoffen Gase enthalten sind.

Man beachte ferner, daß bei einer derartigen Kette das Gas bereits durchgeschlagen wird, wenn für die anderen Medien die Bedingungen für einen Durchschlag bei weitem noch nicht erreicht sind. Erstens ist die elektrische Festigkeit der Gase anderen Stoffen gegenüber gering und zweitens ist ihre Dielektrizitätskonstante viel kleiner als die der anderen Stoffe, d. h. die Feldstärke im Gas ist viel größer als im festen bzw. flüssigen Isolator.

Nun wird empfohlen, für die Untersuchung von festen Stoffen die Form von Bikonkavlinsen zu wählen, deren Oberflächen versilbert werden sollen. Daß hierdurch Gase absolut vermieden werden können, dürfte unwahrscheinlich sein, da selbst feste Metalle Gase in größeren Mengen enthalten.

In früheren Abschnitten wurde schon erwähnt, daß der Durchschlag stets erst im Medium, das sich zwischen den Elektroden und dem festen Isolator befindet, eingeleitet wird, und die gebildete Lawine das feste Dielektrikum dann durchbricht. Da bei den Versuchen die Dimensionen des schwächsten Gliedes in diesem Falle des mit Luft gemischten Öles konstant bleiben, und wenn man außerdem annimmt, daß die Feldstärke, die zur Erzeugung einer Lawine, die imstande ist, das feste Dielektrikum zu durchbrechen, stets die gleiche ist, ergibt sich durch Überlegungen die von Almy empirisch aufgestellte Formel der Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von der Stärke des Dielektrikums. Diese Formel, die Almy für feste und flüssige Stoffe bestätigt fand, lautete:

$$U = a d + b.$$

Grünewald<sup>1)</sup> bestätigt diese Formel ebenfalls. Auch die hier geschilderten Versuche fügen sich dieser Formel sehr gut, und bei Versuchen, die ich während praktischer Tätigkeit in der Industrie in großer Anzahl ausgeführt habe, fand ich, daß sich die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von der Stärke des Isolators am besten durch diese Formel darstellen läßt.

Eine Überlegung, aus der sich die Almysche Formel ergibt, dürfte folgende sein (vgl. Figg. 10 und 11).

1) F. Grünewald, Archiv f. Elektrotechnik 1923. S. 79.

Betrachtet man im elektrischen Felde hintereinander geschaltete Dielektrika  $D_1$  und  $D_2$ . Der Einfachheit halber mögen nur zwei vorhanden sein. Ferner seien alle Werte, die dem Dielektrikum  $D_1$  zukommen, im folgenden stets mit dem Index 1 und die Werte von  $D_2$  mit dem Index 2 bezeichnet.

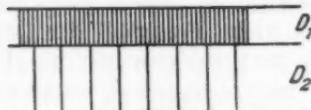


Fig. 10



Fig. 11

Ferner bezeichne:  $\mathfrak{F}$  die Feldstärke,  $\varepsilon$  die Dielektrizitätskonstante,  $d$  die Stärke des Isolators,  $u$  die Spannung. Es ist also  $\mathfrak{F}_1$  die Feldstärke in  $D_1$ ,  $d_2$  die Stärke von  $D_2$  usw. Ferner sei  $u_1 + u_2 = U$  die gesamte Spannung, die beim Versuch gemessen wird.

In Fig. 11 ist eine Elektrode nur angedeutet, da für diese Betrachtungen nur das Vorhandensein eines elektrischen Feldes wesentlich ist.

Es gelten folgende Gleichungen:

$$\frac{\mathfrak{F}_1}{\mathfrak{F}_2} = \frac{s_2}{s_1},$$

hieraus folgt:

$$\mathfrak{F}_2 = \frac{s_1}{s_2} \mathfrak{F}_1;$$

ferner ist:

$$u_1 = \mathfrak{F}_1 d_1,$$

$$u_2 = \mathfrak{F}_2 d_2,$$

$$U = u_1 + u_2,$$

$$U = \mathfrak{F}_1 d_1 + \mathfrak{F}_2 d_2,$$

$$U = \mathfrak{F}_1 d_1 + \frac{s_1}{s_2} \mathfrak{F}_1 d_2.$$

Da die Feldstärke  $\mathfrak{F}_1$  des elektrisch schwächsten Gliedes, bei welcher die das feste Dielektrikum zerstörende Lawine entsteht, für gleiche Materialien konstant ist, da sie ja nur von der Festigkeit des schwächsten Gliedes sowie von dem Widerstand, den der feste Stoff gegen Stoß zu leisten vermag, bedingt wird, hat obige Formel tatsächlich die Form:

$$U = a d + b,$$

denn  $d_1$  ist ja bei den Versuchen stets konstant.

Wie aus der Formel ersichtlich, hängt die Konstante  $b$  der Almyschen Formel ab: von der Stärke des schwächsten Gliedes, von der Feldstärke  $\mathfrak{F}_1$ , die eine Lawine von genügender Energie zu schaffen vermag. Man sieht, daß die Form der Elektroden wie überhaupt die ganze Versuchsanordnung wesentlichen Einfluß auf die Durchschlagsspannung eines Isolators hat.

Dickere feste Isolatoren werden unter bestimmten Versuchsbedingungen von den im gasförmigen bzw. flüssigen Dielektrikum entstehenden Lawinen, die eine bestimmte Energie nicht haben, nicht zerstört. Sie vermögen solche Lawinen abzulenken, es kommt zur Ausbildung von Gleitfunken.

$a$  hängt ab vom Verhältnis der Dielektrizitätskonstanten und von  $\mathfrak{F}_1$ .

Da  $a$  für den Winkel, den die durch die Gleichung

$$U = a d + b$$

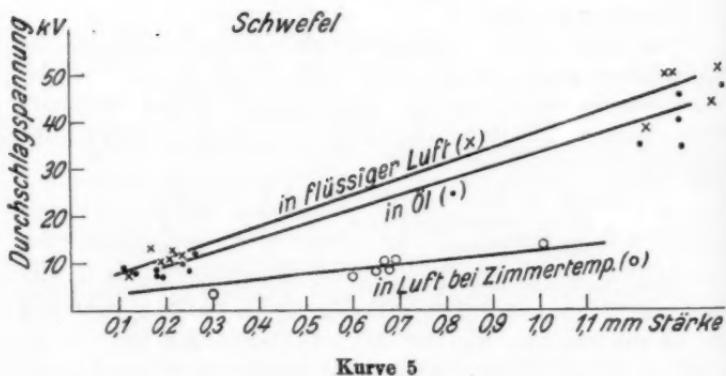
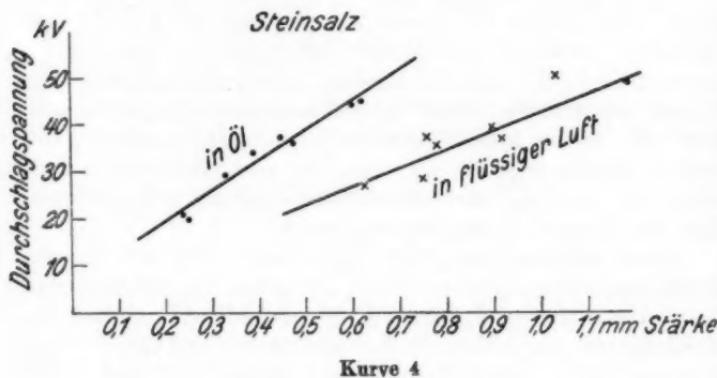
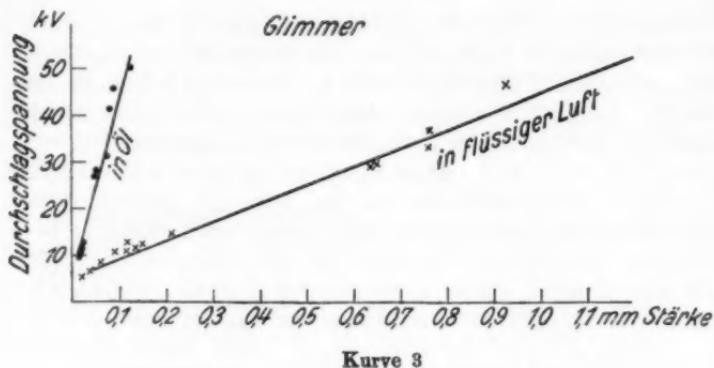
dargestellte Grade mit der Abszisse bildet, maßgebend ist, so müssen die Versuche, sobald die Versuchsanordnung von einem Dielektrikum mit hoher Dielektrizitätskonstante umgeben ist, steilere Kurven ergeben, als wenn die Versuche z. B. in Luft ausgeführt werden, was durch die Versuche mit Glimmer, Glas und Steinsalz auch bestätigt wird.

Wenn man bedenkt, daß  $a$  nun auch noch von der zur Entstehung einer Lawine nötigen Feldstärke  $\mathfrak{F}_1$  abhängt und diese wiederum eine Funktion der elektrischen Festigkeit des Dielektrikums ist, in dem die Lawine entsteht, so kann es vorkommen, daß in einem Medium, wie flüssige Luft, mit hoher elektrischer Festigkeit trotz geringer Dielektrizitätskonstante  $U$  nicht kleiner wird.

Um kurz einen Überblick in die Größenverhältnisse der elektrischen Festigkeiten von Öl, flüssiger Luft und Luft bei Zimmertemperatur zu geben, seien folgende Zahlen mitgeteilt. Bei gleichen Elektrodenabständen und sonst gleichen Bedingungen ergaben sich für

Luft bei Zimmertemperatur . . . . .	12 kV
Öl bei Zimmertemperatur . . . . .	16 kV
siedende flüssige Luft . . . . .	31 kV.

Sind nun die mechanischen Eigenschaften des zu untersuchenden Isolators bei den Versuchen in flüssiger Luft und im Öl die gleichen, was bei Schwefelplatten der Fall ist, sie sind nämlich bei Zimmertemperatur schon so spröde und gegen



Stoß ebensowenig widerstandsfähig wie in flüssiger Luft, so kann es vorkommen, daß die Durchschlagsspannung in diesem Falle für die Versuche in flüssiger Luft größer wird als für die Versuche in Öl.

Man beachte ferner, daß bei tiefen Temperaturen, bei denen alle Stoffe spröde werden, der Widerstand, den sie gegen Stoß zu leisten vermögen, gering wird, so daß die elektrische Festigkeit bei Glimmer, Glas und Steinsalz bei Zimmertemperatur in Öl eine viel höhere ist als in flüssiger Luft. Die Kurven (auf S. 111), die die Versuche in flüssiger Luft darstellen, decken sich fast für alle untersuchten Stoffe. Es ist dies nicht anders zu erwarten, wenn man die Annahme macht, daß die Stoffe bei einer derart niedrigen Temperatur ( $-193^{\circ}\text{C}$ ) so spröde sind, daß sie nur geringen Widerstand gegen Stoß leisten können, d. h. daß der Widerstand gegen Stoß bei allen Stoffen fast der gleiche ist. Sie werden zertrümmert, sobald sich überhaupt eine Lawine ausbildet.

Nach diesen Versuchen ist anzunehmen, daß der Widerstand, den ein Isolator gegen Stoß zu leisten vermag, wesentlichen Einfluß auf seine dielektrische Festigkeit hat.

Eine weitere Tatsache, die für einen Stoß, durch den der Isolator zerstört wird, spricht, ist das Aussehen der Durchschläge. Bei den Durchschlägen beim Glimmer bilden sich fast ausnahmslos sechsstufige Sterne von großer Regelmäßigkeit, vgl. Fig. 12. In einer Studie über Glimmer schreibt Zeitler<sup>1)</sup> u. a.: „Setzt man auf eine Glimmerplatte eine Nadel und treibt die Spitze durch einen schwachen raschen Schlag mit einem kleinen Hammer ein wenig in die Platte hinein, so entsteht eine merkwürdige, aus Rissen bestehende Figur, welche die Form eines sechsstufigen, manchmal auch dreistufigen Sternes hat. Das ist die sogenannte Schlagfigur, die zuerst von

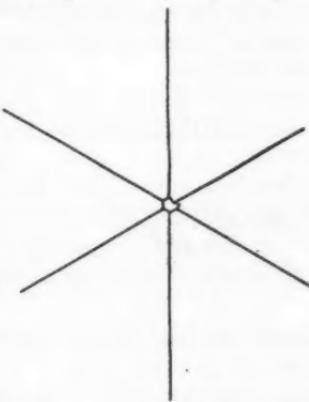


Fig. 12

1) H. Zeitler, Der Glimmer. Verl. Jaroslaw, Erste Glimmerwaren-Fabrik in Berlin, 1913.

Reusch beobachtet wurde. Von besonderer Wichtigkeit ist nun, daß die entstehenden Linien stets parallel zu den Kanten verlaufen, welche die Seitenflächen des Kristalls mit der Basis bilden usw."

Man erhält also durch mechanischen Schlag dieselbe Figur wie beim elektrischen Durchschlag.

Die Durchschläge von Glas haben unter dem Mikroskop im Aussehen große Ähnlichkeit mit einer mit Stein zertrümmerten Fensterscheibe.

Steinsalz springt in zu den Kanten parallelen Linien, und in Linien, die hierzu um  $45^\circ$  schätzungsweise gedreht sind. Es liegen jedoch nur wenige Beobachtungen vor, da das Material beim Durchschlag meistens vollkommen zersprengt wurde.

Um die eben geschilderte Annahme, daß der Durchschlag nicht im festen Isolator selbst, sondern in dem zwischen den

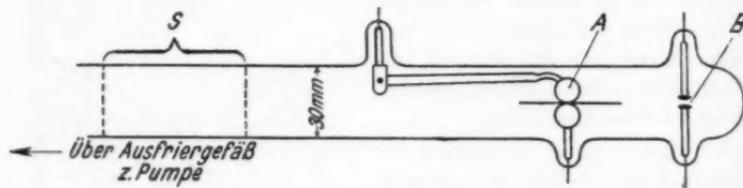


Fig. 13

Elektroden und festen Isolator befindlichen Mittel eingeleitet wird, zu prüfen, wurden Versuche mit ähnlicher Elektrodenanordnung noch im Hochvakuum ausgeführt.

Es waren schon Versuche im Hochvakuum gemacht worden<sup>1)</sup>; nach denen war es jedoch nicht möglich zu entscheiden, ob der Durchschlag an der Berührungsstelle der Elektroden mit dem Isolator erfolgte oder nicht; hierzu wurden die folgenden Versuche gemacht.

Das Hochvakuum wurde durch eine Stahl-Quecksilber-Diffusionspumpe von Leybold erzeugt. Die Apparatur ist in Fig. 13 veranschaulicht. Sie besteht aus einem Ausfriergefäß und der eigentlichen Prüfanordnung (Fig. 13, A), zwei Kugeln von 9 mm Durchmesser mit dazwischenliegendem Prüfobjekt. Parallel dazu waren noch zwei pilzförmige Elektroden (B), die einen Abstand von etwa 0,3 mm hatten, angebracht. Sie

1) Näheres vgl. S. 123 ff.

dienten als Vakuumkriterium. Das Einlegen der Prüfobjekte geschah in der Weise, daß die Apparatur in der mit  $S$  bezeichneten Zone auseinandergesprengt wurde. Sodann wurde das Prüfobjekt mit einer besonderen Vorrichtung zwischen die Elektroden gebracht. Nun wurde die ganze Apparatur wieder sorgfältig vom Glasbläser verschmolzen.

Als Elektrodenmetall innerhalb der Vakuumapparatur wurde nur im Vakuum geschmolzenes Kupfer von Heraeus in Hanau verwendet, um eine möglichst geringe Gasabgabe von den Metallen zu haben.

Über die ganze Apparatur konnte ein elektrischer Ofen geschoben werden, so daß sie während des Evakuierens ausgeheizt werden konnte.

Die Spannungserzeugung und Messung war die gleiche wie bei den früher geschilderten Versuchen.

Wäre es möglich gewesen, aus dem Raume zwischen den Elektroden und dem festen Isolator (bei diesen Versuchen meistens Glas) vollkommen alle Atome bzw. Ionen zu entfernen, so hätte die Durchschlagsspannung wesentlich steigen müssen, da keine Gelegenheit zur Ausbildung einer Lawine vorhanden war. Bei einem derartigen Vakuum hätte aber auch bei der als Vakuumkriterium dienenden Funkenstrecke  $B$  bei Spannungen bis 50 kV, wie sie mir zur Verfügung standen, kein Überschlag erfolgen dürfen.

Die Versuche wurden nun in folgender Weise durchgeführt:

Bei Atmosphärendruck treten an der Funkenstrecke bei den normalen Spannungen Funkenentladungen auf. Verringert man den Druck, so zeigen sich die üblichen Erscheinungen. Bei einem Druck von einigen Millimetern Hg ist die Kathode vollständig mit einem blauen Lichtschimmer überzogen; bei weiterer Verdünnung verschwinden alle Lichterscheinungen, und es treten bei genügend hohen Spannungen wieder funkenähnliche Entladungen auf, jedoch jetzt viel milder als in Luft bei Atmosphärendruck.

Je länger nun evakuiert wurde, um so höher mußte die Spannung gesteigert werden, bis eine Entladung einsetzte.

Nachdem mehrere Tage evakuiert worden war, traten Entladungen an der Funkenstrecke  $B$  erst bei 30—40 kV auf, während bei gleicher Elektrodenanordnung bei Atmosphärendruck schon Entladungen unterhalb 3 kV auftraten.

Die Durchschlagsspannungen schwanken sehr stark, das wird verständlich, wenn man annimmt, daß die Werte von der zufälligen Konstellation der Atome bzw. Ionen zwischen den Elektroden abhängen, und je nachdem diese Konstellation günstig oder weniger günstig ist erfolgt der Durchschlag bei niedrigeren oder höheren Spannungen.

Erfolgt der Durchschlag oberhalb einer gewissen Spannung nicht sofort, und hält man diese Spannung aufrecht, so erfolgt der Durchschlag nach einiger Zeit, da die Wahrscheinlichkeit, daß eine für die betreffende Spannung genügend günstige Konstellation der Atome eintritt, mit zunehmender Zeit wächst, bis sie fast konstant wird.

Wenn nun in der Apparatur ein derartiges Vakuum erreicht war, daß die Funkenstrecke  $B$  erst bei etwa 25 kV ansprach, wurde die ganze Apparatur viele Stunden mit einem elektrischen Ofen auf 400° C erhitzt. Nach längerem Evakuieren und Wiedererkalten der Apparatur stieg dann die Überschlagsspannung bei  $B$  bis auf 40 kV.

Als dann an die Prüfelektroden die Spannung angelegt wurde, wurde eine Glasplatte, die in Öl bei etwa 40 kV zerstört worden wäre, schon bei 15—20 kV durchgeschlagen, jedoch niemals an der Stelle, an der die Elektroden das Glas berührten, sondern bis zu 7 mm davon entfernt. War ein Durchschlag erfolgt, so konnte man die Spannungen wiederum steigern und es erfolgte wieder ein Durchschlag, jedoch an ganz anderer Stelle und bei anderer Spannung.

Glimmer und Schwefel, die ebenfalls im Vakuum untersucht wurden, wurden auch bei wesentlich geringeren Spannungen durchschlagen als sonst.

Diese Versuchsergebnisse bestätigen aber ebenfalls die früher geschilderte Annahme, daß der Durchschlag in dem Mittel zwischen Elektroden und festem Isolator eingeleitet wird, denn durch das Evakuieren werden erstens die freien Weglängen der einzelnen Materieteilchen, wobei dahingestellt sei, ob es sich um Ionen oder Elektroden handelt, wesentlich größer. Die zum Durchschlagen des Isolators nötige Energie, die von den Massenteilchen als kinetische Energie aufgenommen werden muß, kann deshalb schon bei geringeren Spannungen erreicht werden.

Zweitens nimmt die Wahrscheinlichkeit, daß eine Lawine in Richtung der Feldstärke, also fast senkrecht, auf den festen

Isolator trifft, mit höherem Vakuum zu; denn bei jedem Zusammenstoß mit einem Atom werden die Teilchen nach irgend einer Richtung abgelenkt. Sind nun sehr viele Atome vorhanden, so müssen sich die Teilchen gewissermaßen in Zickzacklinien durchschlängeln und treffen in irgendeinem Winkel auf die Fläche des festen Isolators auf. Je mehr dieser Winkel nun von einem rechten abweicht, um so leichter vermag der feste Isolator die Lawine zu „reflektieren“, und es bilden sich Gleitfunkens.

Befinden sich dagegen, wie es im „Vakuum“ der Fall ist, weniger Atome zwischen Isolator und Elektroden, so werden zwar auch bei jedem Zusammenstoß die Teilchen nach irgend einer Richtung abgelenkt, aber die richtende Kraft wirkt infolge der größeren freien Weglänge längere Zeit auf die Teilchen, und die Wahrscheinlichkeit eines senkrechten Aufpralles ist wesentlich größer. Ein senkrechter Stoß wird bei bestimmter Energie den Isolator eher durchbrechen, da bei ihm die ganze Energie der Stoffteilchen für den Durchschlag wirksam ist.

Bei den Vakuumversuchen hörte man, bevor ein Durchschlag erfolgt war, ein feines Klingen (scheinbar der Glasplatte), das jedesmal, wie am Voltmeter zu sehen war, mit einem Spannungsausgleich verbunden war.

Mikroskopische Betrachtungen der Proben zeigten, daß in einiger Entfernung von der Berührungsstelle der Elektroden mit dem Isolator kleine Stückchen herausgeschlagen waren.<sup>1)</sup> Bei Proben, die in sehr hohem Vakuum untersucht worden waren, konnten diese Anfressungen nur auf der Kathodenseite bemerkt werden, während sie bei weniger gutem Vakuum an beiden Seiten auftraten.

Die Beschädigungen waren jedoch stets nur an der Oberfläche. Als ein Glimmerstück, das diese Beschädigungen zeigte, in drei Teile gespalten wurde, zeigte das Mittelstück keinerlei Veränderungen.

Diese Erscheinungen kann man nun so deuten, daß die Teilchen nicht senkrecht genug aufprallten, um den Isolator zu durchbrechen, andererseits aber war ihre Energie zu groß, als daß sie der Isolator ohne Beschädigung reflektieren konnte.<sup>2)</sup>

1) Vgl. Abb. 6, Taf. II.

2) Vgl. Abb. 7, Taf. II.

Es ist erforderlich, hier auf Versuche von Mündel<sup>1)</sup> einzugehen. Mündel hat Durchschlagsversuche im Hochvakuum ausgeführt, um Randentladungen zu vermeiden. Die Versuche wurden zwischen ebenen Elektroden aus Aluminium ausgeführt, wobei der Durchschlag in der Regel unter den Elektroden erfolgte, was zunächst als ein Widerspruch zu den im vorigen geschilderten Annahmen erscheint.

Beachtet man jedoch, daß eine sogenannte Ebene, selbst wenn sie von dem geschicktesten Mechaniker hergestellt wäre, bei ungewöhnlich starker Vergrößerung als krumme Fläche mit allen möglichen Unebenheiten erscheinen würde, so ist es ohne weiteres klar, daß bei diesen Versuchen sich Elektroden und Isolator nur an drei Punkten berühren können. Alle übrigen Punkte sind daher mehr oder weniger voneinander entfernt. Da nun als Elektrodenmaterial Aluminium verwendet wurde, was schwer zu entgasen ist, also während des Evakuierens stets Gase abgibt, so vermute ich, daß auch bei den Versuchen von Mündel der Durchschlag im Gas eingeleitet wurde, das sich zwischen Elektroden und Isolator befand.

Für diese Annahme sprechen auch die verhältnismäßig geringen Durchschlagsspannungen von Glas gegenüber anderen Messungen.

Ferner ein Versuch, über den Mündel folgendermaßen berichtet: „Um diejenige Spannung zu finden, die die Platte „dauernd“ aushält, wurde die angelegte Spannung von 11 kV in halbstündigen Stufen auf 11,45, 11,95, 12,4 und 12,85 kV gesteigert. Bei der Fortsetzung des Versuches am folgenden Morgen schlug die Platte bereits bei 11,8 kV durch. Die Raumtemperatur betrug 21 statt 18,1° C am Vortage, doch könnte dies für die Osramplatte<sup>2)</sup> nur etwa 1 Proz. ausmachen.“

Aus diesem Versuch folgt, daß sich entweder die Glasplatte oder die Versuchsanordnung oder beides über Nacht verändert hat.

Wäre das erste oder das letzte der Fall, so wäre es unmöglich, irgendwelche Konstanten bezüglich der elektrischen Festigkeit eines Isolators aufzustellen. Da aber unter gleichen Bedingungen bei Durchschlagsversuchen sehr gut reproduzier-

1) E. Mündel, Zum Durchschlag fester Isolatoren, Archiv f. Elektrotechnik 1925, Taf. 320.

2) Gemeint ist eine von der Firma Osram hergestellte Glasplatte.

bare Versuche möglich sind, so ist eine Veränderung des Glases nicht anzunehmen.

Es handelt sich also bei obigem Versuch um eine Änderung der Versuchsbedingungen, die eine Änderung der Durchschlagsspannungen zur Folge hatten.

Hiermit komme ich auf das, vielleicht das einzige, worüber sich alle, die dieses Gebiet bearbeitet haben, einig sind, nämlich, daß die von den verschiedenen Forschern erhaltenen Resultate kaum untereinander vergleichbar sind, da sie völlig von den Versuchsbedingungen abhängen, wie es Grünwald<sup>1)</sup> ähnlich formuliert hat.

Messungen aber, die von den Versuchsbedingungen abhängen, können nicht als charakteristischer Wert für ein Material betrachtet werden, und so glaube ich, daß keiner der bisher angestellten Versuche Absolutes über die dielektrische Festigkeit eines festen Isolators aussagen kann, sondern alle haben nur relativen Wert.

Daß die Festigkeiten von festen Stoffen viel höher liegen, als im allgemeinen gemessen wurde, beweisen die Versuche von Schumann. Schumann<sup>2)</sup> hat u. a. Glas untersucht, wobei er den Versuchsstücken die Form von Bikonkavlinsen gegeben hat. Als Elektroden brachte er mit einer geeigneten Vorrichtung unter Vakuum Quecksilber an die Oberflächen der Glaslinsen.

Schumann erreichte bei seinen Versuchen eine Durchbruchsfeldstärke von  $4310 \text{ kV/cm}^{-1}$ , was rund das Vierfache der im allgemeinen gemessenen Werte für die Durchbruchsfeldstärke von Glas darstellt.

Auch diese hohen Werte sind mit der Annahme verständlich, daß der Durchschlag im Medium zwischen Isolator und Elektroden eingeleitet wird, denn bei den Schumannschen Versuchen wurden Gase durch das Vakuum stark vermindert, außerdem aber wurden durch die Verwendung der flüssigen Quecksilberelektroden, die sich dicht an den festen Isolator anschmiegen, die freien Weglängen wesentlich verkürzt, so daß eine große Feldstärke nötig wird, um den Teilchen eine derartig kinetische Energie zu erteilen, daß sie den festen Stoff durchbrechen können. Wie Prof. Schumann<sup>2)</sup> mitteilt, waren

1) F. Grünwald, Archiv f. Elektrotechnik 1923. S. 79.

2) W. O. Schumann, Ztschr. f. techn. Phys. 1925. Nr. 9. S. 443.

die Durchbruchsfeldstärken bei seiner Versuchsanordnung wesentlich kleiner, wenn das Quecksilber nicht mit größter Sorgfalt, so daß sich Luft mit einschließen konnte, an die Oberflächen der Glaslinsen gebracht wurde.

Erwähnt sei noch das Verhalten von flüssigen Isolatoren; da bei diesen die Durchschlagsspannungen stark von Druck abhängen, hat Günther-Schulze<sup>1)</sup> die Annahme gemacht, daß bei flüssigen Stoffen eine verschleierte Gasentladung vorliege. Die in den flüssigen Isolatoren enthaltenen Ionen sollen durch die zum Durchschlag erforderlichen Feldstärken derartig hohe Geschwindigkeiten erhalten, daß sie bei ihrer hohen Reibung in der Flüssigkeit eine solche Wärme entwickeln, die mikroskopische Dampfblasen erzeugt, in welchen dann durch Stoßionisation eine Funkenentladung einsetzt.

Ich vermute eher, daß auch bei Flüssigkeiten der Vorgang sich in ähnlicher Weise wie bei festen Körpern abspielt, daß also in den in der Flüssigkeit bereits schon enthaltenen Gasbläschen die Entladung einsetzt und den flüssigen Isolator dann durchbricht.

Schließlich seien noch die Verzögerungerscheinungen zur Beleuchtung der Annahme des Durchschlags als Fortsetzung einer Gasentladung erwähnt.

Unter Verzögerungerscheinung versteht man, daß Isolatoren bei bestimmten Spannungen erst nach längerem Einwirken der Spannung zerstört werden.

v. Laue<sup>2)</sup> hat dies bei Gasen durch Unordnung der Atome erklärt und es durch statistische Betrachtungen der Berechnung zugängig gemacht.

Verzögerungerscheinungen werden nun aber auch bei festen Stoffen beobachtet, trotzdem bei ihnen die Atome an Gleichgewichtslagen gebunden sind, also eine Unordnung, wie sie bei Gasen nicht besteht.

Die Verzögerungerscheinungen lassen sich aber verstehen, wenn man annimmt, daß der Durchschlag bei festen Stoffen in der Fortsetzung einer Gasentladung besteht. Einmal wegen der oben geschilderten Unordnung der Atome im Gas, zum zweiten führen bei bestimmten Spannungen die Stöße, die der feste Isolator erleidet, nicht zu seiner sofortigen Zerstörung,

---

1) A. Günther-Schulze, Helios 1922. S. 397.

2) Vgl. M. v. Laue, Ann. d. Phys. 76. S. 261. 1925.

sondern bewirken oft erst nach geraumer Zeit (Stunden) einen Durchschlag. Der Isolator wird in diesen Fällen von den Oberflächen her durchgefressen.

#### Zusammenfassung

Bei den festen und flüssigen Isolatoren besteht der Durchschlag in der Fortsetzung einer Gasentladung. Die Gase können in Blasenform zumal bei Flüssigkeiten sich auch im Innern des Dielektrikums befinden. Für die Fortsetzung einer Gasentladung sprechen:

1. die Abhängigkeit der Durchschlagsspannungen von den Versuchsbedingungen;
2. die von Almy und anderen gefundene Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von der Stärke nach der Formel  $U = a d + b$ ;
3. die Verzögerungerscheinungen bei festen Isolatoren;
4. bei flüssigen Isolatoren die Abhängigkeit vom Druck, sowie die eingangs erwähnten Spillerschen Versuche;
5. die große Steigerung der Durchschlagsspannung bei den Versuchen von Schumann, bei den hier geschilderten Versuchen in flüssigem Wasserstoff (S. 112) und bei den Versuchen mit Gummi in flüssiger Luft;
6. die Tatsache, daß stets da, wo diese Beobachtung möglich war, der Durchschlag nie an der Berührungsstelle der Elektroden mit dem festen Isolator auftrat, trotzdem im festen Stoff hier die größte Feldstärke herrscht.
7. die Ergebnisse meiner Versuche im Vakuum (S. 122).

Über die elektrische Festigkeit von festen Isolatoren kann man also zunächst nichts weiter aussagen, als daß die bisher gemessenen Spannungen viel zu gering sind, um einen Isolator ohne das Vorhandensein von Gasresten durch rein elektrische Beanspruchung zu zerstören. So kommt auch Prof. Dr. Rogowski<sup>1)</sup> beim Steinsalz theoretisch zu einer Durchbruchsfeldstärke von  $70\,000 \text{ kV/cm}^{-1}$ , während die gemessenen Werte bei rund  $1500 \text{ kV/cm}^{-1}$  liegen.

Wollte man daher charakteristische, absolute Werte für feste Stoffe erhalten, so müßte man Gase absolut vermeiden können, was mir nicht gelang. Ob es heute überhaupt technisch möglich ist, vermag ich nicht zu entscheiden.

1) W. Rogowski, Berichte d. V. D. E., Versammlung Wiesbaden 1926. S. 77.

Prof. Dr. Rogowski<sup>1)</sup> hat, wie anfangs erwähnt, festgestellt, daß die Vorstellung über die Entladung in Gasen einer Korrektur bedarf; wie diese Vorstellung sich auch entwickeln mag, so darf man nach vorstehendem, wonach der Durchschlag in flüssigen und festen Stoffen in der Fortsetzung einer Gasentladung besteht, annehmen, daß bei Gasen, flüssigen und festen Isolatoren unter normalen Bedingungen die Ursachen des Durchschlags aus derselben Wurzel fließen. Mit aller Vorsicht, aber im Einklang mit allen meinen Betrachtungen und Ergebnissen, sei die mir von Prof. Nernst oft geäußerte Vermutung aufgestellt, daß beim Durchschlag eine „Elektronenlawine“ die Hauptrolle spielt, daß also im Moment des Durchschlags ein „Faden metallischer Leitfähigkeit“ sich ausbildet.

An dieser Stelle möchte ich nicht versäumen, Hrn. Prof. Dr. Nernst, auf dessen Veranlassung und unter dessen Leitung diese Arbeit entstanden ist, für die vielseitigen wertvollen Anregungen und bereitwillige Unterstützung ehrerbietigst zu danken.

Verbindlichst möchte ich auch danken für die finanzielle Unterstützung, die diese Arbeit durch den Isolierstofffonds (General Electric Comp., AEG. und Siemens) erhielt.

Berlin, Physikal. Inst. der Universität, März 1928.

---

1) W. Rogowski, Berichte d. V. D. E., Versammlung Wiesbaden 1926. S. 77.

Eingegangen am 26. März 1928

**4. Über den Mechanismus  
von Elektronenschwingungen;  
von H. E. Hollmann**

(Darmstädter Dissertation, vorgetragen in der Sitzung  
des Gauvereins Hessen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
am 18. Februar 1928 in Darmstadt)

(Hierzu Tafel III bis V)

**Inhaltsverzeichnis:** Einleitung. — 1. Schwingungserzeugung durch Rückkoppelung. — 2. Schwingungserzeugung durch eine fallende Charakteristik: a) Versuche von Gill und Morrell; b) Versuche von Gill. — 3. Schwingungserzeugung durch Steuerung der Elektronenbewegung in Bremsfeldern: a) Elektronenschwingungen nach Barkhausen-Kurz; b) Abhängigkeit der Elektronenschwingungen vom Gasdruck; c) Einfluß der Raumladung; d) Beeinflussung durch ein Magnetfeld, e) Der Einfluß eines angekoppelten Schwingungskreises.

I: Das gleichzeitige Auftreten verschiedenartiger Elektronenschwingungen. — § 1. Die Versuchsapparatur: a) Der Schwingungsregler; b) Messung der Wellenlänge. — § 2. Schwingungen nach Barkhausen-Kurz und Gill und Morrell. — § 3. Übergang und Intensitätsverlauf. — § 4. Die Bedeutung des äußeren Schwingungssystems. — § 5. Dämpfungsverminderung durch Fremderregung. — § 6. Theorie der Elektronenbewegung im Wechselfeld: a) Berechnung der BK-Frequenz aus der Elektronenbewegung im stationären Bremsfeld, b) Berechnung der GM-Frequenz aus der Elektronenbewegung im Wechselfeld.

II: Gleichartige Elektronenschwingungen verschiedener Frequenz. — § 1. Die Versuchsapparatur. — § 2. BK- und GM-Schwingungen verschiedener Frequenz. — § 3. Einsatzbedingungen für die „kürzeren“ und „längerer“ BK-Schwingungen. — § 4. Theoretische Betrachtungen. — § 5. Experimentelle Prüfung. — § 6. Ein kontinuierliches Wellenspektrum. — § 7. GM-Schwingungen „höherer“ Frequenz. — Zusammenfassung. — Literatur.

**Einleitung**

Ungedämpfte elektrische Schwingungen lassen sich mittels der Elektronenröhre auf verschiedene Weise erzeugen, und zwar:

1. durch Rückkopplung,
2. unter Ausnutzung einer fallenden Charakteristik,
3. durch Steuerung der Elektronenbewegung in Bremsfeldern.

Daneben haben einige Spezialfälle, nämlich Reiß- und Springerscheinungen, zur Erzeugung von Pendelfrequenzen bisher nur in Bereichen geringer Periodenzahlen einige Bedeutung erlangt.

Zur Erzeugung von extrem hohen Schwingungszahlen von über  $10^8$  Hertz sind alle drei Methoden angewandt worden, ohne daß indessen auf eine scharfe Trennung der einzelnen Schwingungsgebiete hinreichend Wert gelegt wurde. Es ist daher nicht zu verwundern, wenn z. B. bei Untersuchungen im Gebiet drei Erscheinungen aus dem zweiten Gebiet auftraten (z. B. bei Gill und Morrell), denen die von Barkhausen und Kurz aufgestellte Theorie nicht genügen konnte. So sind von einzelnen Autoren verschiedene Erklärungen und Deutungen der bei extrem hohen Frequenzen auftretenden Erscheinungen bekannt geworden, doch können sie nur teilweise befriedigen, denn sie berücksichtigen nicht einerseits die im Vakuum der Röhre sich abspielenden Vorgänge, andererseits die äußeren Einflüsse der Schaltung oder der Versuchsanordnung.

Wird daher nicht von vornherein eine sorgfältige Trennung der einzelnen Gebiete durchgeführt, sei es durch schaltungstechnische Maßnahmen, sei es durch geeignete Wahl der Betriebsbedingungen, so sind allgemein gültige und einer theoretischen Deutung zugängliche experimentelle Ergebnisse nicht zu erwarten.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist nun die Untersuchung der im Schwingungsgebiet drei auftretenden Komplikationen, sowie deren Ausnutzung zur Erzeugung hoher Frequenzen. In der Einleitung wird eine gedrängte Übersicht über den bisherigen Stand der Untersuchungen unter besonderer Berücksichtigung der höchsten erreichten Frequenzen gegeben.

#### **1. Schwingungserzeugung durch Rückkopplung**

Das Wesen der Rückkopplung beruht bekanntlich darauf, daß die in einem Koppelgebilde auftretenden Schwingungen von dem einen auf das andere System zurückgeführt, „rückgekoppelt“ werden. Findet in dem mit unvermeidlichen Verlusten behafteten Schwingungsprozeß an irgendeiner Stelle eine Energiezufuhr statt, so kann dies zu einem Hochschaukeln der Schwingungen führen, bis sich zwischen der Energielieferung einerseits und dem Energieverbrauch andererseits ein Gleichgewichtszustand ausbildet.

Die trägheitslose und verstärkende Wirkung der Elektronenröhre macht sie in ganz besonderem Maße als schwingungssteuerndes Relais geeignet. Dabei sind die schaltungstechnischen Möglichkeiten zur Durchführung des Rückkoppelprinzips verschiedener Art, je nachdem die Überführung der Rückkoppelspannung auf induktivem, kapazitivem oder galvanischem Wege erfolgt. Bedingung für Selbsterregung ist nur, daß sich die dem Steuergitter zugeführte, „rückgekoppelte“ Wechselspannung und die des Anodenkreises in Gegenphase befinden, und daß die Energiebilanz der Anordnung positiv ist, d. h. daß der Energieverbrauch durch die Röhre gedeckt werden kann. Hierhin gehören auch die sogenannten „Balance- oder Symmetrieschaltungen“, bei denen die phasenrichtige Rückkopplung durch die gegenläufige Schaltung zweier Röhren bewirkt wird.

Geht man zu extrem hohen Frequenzen über, so verringern sich naturgemäß die Dimensionen aller frequenzbestimmenden Organe, bis schließlich der Schwingungskreis nur noch aus den zum Schaltungsaufbau unvermeidlichen Leitern gebildet wird. Alle nicht unumgänglich nötigen Schaltungsteile müssen vermieden werden, und aus diesem Grunde sind Anordnungen mit zusätzlichen Rückkopplungsorganen, seien sie induktiver oder kapazitiver Art, zur Erzeugung extrem kurzer Wellen wenig geeignet. Die kürzesten Wellen wurden mit der Schaltung der Fig. 1a erzeugt, bei der die Rückkoppelspannung an der Induktivität des Schwingungskreises abgegriffen wird („Spannungsteilerschaltung“). Bei Wellenlängen der Größenordnung von einem Meter vereinfacht sich die Anordnung auf die aus Figg. 1b und c ersichtliche Weise: Der Schwingungskreis besteht lediglich aus zwei teleskopartig ausziehbaren Metallröhren, die an der einen Seite mit den Röhrenelektroden verbunden, an der anderen durch eine Kapazität überbrückt sind, oder aus zwei parallel laufenden Drähten, auf denen sich eine Brücke verschieben läßt. Zur Abriegelung der Anodenspannung vom Gitter kann ein Blockkondensator in den Schwingungsknoten des Kreises (1) (vgl. Fig. 1b) oder aber vor das Gitter gelegt werden (Fig. 1c). Es hat sich gezeigt, daß eine Gitterableitung bei den hohen Frequenzen nicht erforderlich ist. Bei Versuchen mit einer handelsüblichen Röhre der Type „Ultra 110“ konnte eine kürzeste Welle von 0,92 cm erzeugt werden (2). Für Symmetrieschaltungen gibt Englund (3) bei Verwendung

handelsüblicher Röhren als untere Grenze 1,5 m an; während er mit Spezialröhren 1,05 m erreicht.

Physikalisch ist eine Höchstgrenze der Frequenz gegeben erstens durch die Zunahme aller Verluste in den Schwingungskreisen, zweitens durch die Abnahme der Wechselspannungen,

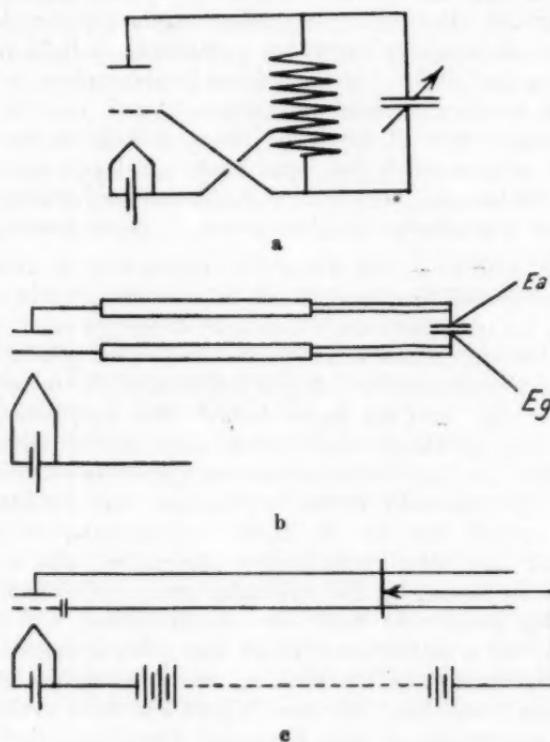


Fig. 1

indem infolge Änderung des Verhältnisses  $C/L$  der Strom auf Kosten der Spannung zunimmt und drittens dadurch, daß die Laufzeit der Elektronen zwischen den Röhrenelektroden nicht mehr gegen die Periodendauer zu vernachlässigen ist. Daher kann den Rückkoppelbedingungen, soweit sie eine Mindestspannung an Gitter und Anode sowie deren Phasenlage vorschreiben, nicht mehr Genüge geleistet werden.

**2. Schwingungserzeugung durch eine fallende Charakteristik**

Unter gewissen Bedingungen kann die Charakteristik einer Dreielektrodenröhre einen fallenden Verlauf nehmen, d. h. ihr innerer Widerstand wird innerhalb bestimmter Grenzen negativ.

**a) Versuche von Gill und Morrell**

Die Charakteristik einer Röhre wird fallend, wenn die Geschwindigkeit der auf die Elektroden aufprallenden Elektronen so groß wird, daß Sekundärelektronen ausgelöst werden. Je nach dem Elektrodenmaterial kann die Anzahl dieser Sekundärelektronen ein Vielfaches der primären betragen, so daß ein Umkehrstrom entsteht. Hull erzielte einen maximalen Reflexionskoeffizienten, d. h. ein Verhältnis der sekundär emittierten zu den primären Elektronen von 20:1 (4).

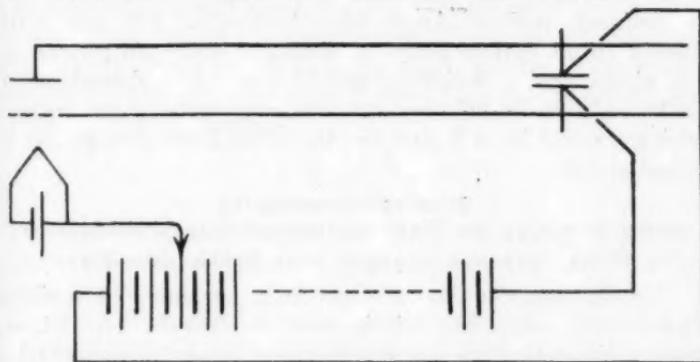


Fig. 2

In Wiederholung der Versuche von Barkhausen und Kurz benutzten Gill und Morrell zur Erzeugung kurzer Wellen die Anordnung der Fig. 2. Dabei stellten sie jedoch im Gegensatz zu Barkhausen und Kurz fest, daß die erregte Frequenz nicht ausschließlich von den Betriebsdaten und Abmessungen der Röhren, sondern auch von der Abstimmung des Schwingungssystems abhing. Sie variierten das Potential der Anode bei stark positivem Gitter von negativen nach positiven Werten hin, und konnten jeweils durch Einregulierung der Gitterspannung und Heizung ein Maximum an Schwingungsintensität einstellen. Theoretisch behandelten sie die Vorgänge zunächst beim Anodenpotential Null (5), dann bei positiver

Anode (6). Im letzten Fall führten sie die Schwingungen auf Sekundärelektronen zurück, doch stimmen ihre errechneten Werte mit den experimentell gemessenen Wellenlängen nur annähernd überein.

#### b) Versuche von Gill

Gill (7) untersuchte die Beziehungen zwischen dem Anoden- und dem gesamten Emissionsstrom und fand innerhalb eines verhältnismäßig geringen Bereichs einen fallenden Kurvenverlauf. Die an der Röhre liegenden Spannungen waren zu gering, als daß Sekundärelektronen auftreten könnten. Vielmehr erklärt Gill den negativen Widerstand aus der durch die Raumladung verzerrten Potentialverteilung im Gitter-Anodenraum, wodurch ein Teil der durchs Gitter hindurchtretenden Elektronen zur Umkehr gezwungen wird, bevor sie die schwach positive Anode erreicht haben. Die von Gill theoretisch abgeleitete Kurve gibt die experimentell gefundene gut wieder. Seine Schaltung weicht von den vorhergehenden insofern ab, als der Schwingungskreis unmittelbar in die Gitterzuleitung gelegt ist, während die Anode ein konstantes positives Potential hat.

### 3. Schwingungserzeugung durch Steuerung der Elektronenbewegung in Bremsfeldern

#### a) Elektronenschwingungen nach Barkhausen-Kurz

Erteilt man der Anode einer Eingitterröhre eine geringe negative Spannung von beispielsweise — 10 Volt, dem Gitter dagegen ein stetig zunehmendes positives Potential, so gehorcht der in der Röhre auftretende Elektronenstrom einem Exponentialgesetz.

Dabei tritt jedoch auch bei sehr hohem Vakuum noch Stoßionisation ein, und die positiven Gasionen, die im Gitter-Kathodenraum entstehen, werden vom Heizfaden angezogen, dessen Temperatur sie erhöhen, die im Gitter-Anodenraum gebildeten Gasionen treffen auf die Anode, und rufen im Anodenkreis einen negativen, dem normalen Elektronenstrom entgegengesetzt fließenden Strom hervor. Da die Anzahl der gebildeten Gasionen vom Gasgehalt der Röhre abhängt, läßt sich bekanntlich aus der Größe des Ionenstromes auf die Güte des Vakuums in der Röhre schließen.

Bei solchen Vakuummessungen beobachteten Barkhausen und Kurz (8), daß unter bestimmten Bedingungen der Ionen-

strom der Anode plötzlich in einen Elektronenstrom überging, der an Intensität den vorherfließenden Ionenstrom um mehrere Zehnerpotenzen übertraf. Die nähtere Untersuchung ergab, daß hierbei Schwingungen äußerst hoher Frequenz auftraten. War in den bisher angeführten Anordnungen die Anwesenheit eines schwingungssteuernden und frequenzbestimmenden Organes Bedingung, so traten nunmehr Schwingungen auch beim Fehlen jedes schwingungsfähigen Systems auf. Barkhausen und Kurz erklärten sie mit einer Pendelbewegung der Elektronen um das Gitter, indem die jeweils durch das Gitter hindurchtretenden Elektronen im Bremsfeld der Anode oder Kathode zur Umkehr gezwungen werden. Eine Bestätigung ihrer Anschauung ergibt sich daraus, daß die Wellenlänge nur von den Dimensionen der Röhre und den Betriebsbedingungen, d. h. den angelegten Spannungen bestimmt, durch ein angekoppeltes System hingegen nicht beeinflußt wird. Unter der vereinfachten Annahme ebener Elektroden und gleicher Elektrodenabstände ergibt sich aus ihrer Theorie folgende Formel zur Berechnung der Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{1000 d_a}{\sqrt{E_g}},$$

worin  $E_g$  die Gitterspannung in Volt,  $d_a$  den Durchmesser der Anode bedeutet, während ihr Potential sowie das der Kathode gleich Null ist.

Das Experiment zeigt, daß der Verlauf der Wellenlänge in Abhängigkeit von den maßgebenden Faktoren, den Elektrodenabständen und Spannungen gut wiedergegeben wird.

Scheibe (9) erweiterte die theoretischen Betrachtungen von Barkhausen-Kurz für den praktisch vorliegenden Fall zylindrischer Elektroden. Er fand unter bestimmten Umständen gleichzeitig zwei verschiedene Frequenzen, wobei sich eine gute Übereinstimmung seiner Theorie mit den „längerem“ Wellen ergab. Die Annahme, daß die „kürzere“ Welle eine Oberschwingung der „längerem“ darstellt, wurde durch das Experiment widerlegt; eine andere Erklärung wird von Scheibe nicht gegeben.

Eine beträchtliche Steigerung der Schwingungsintensität erzielte Scheibe durch ein angekoppeltes Schwingungssystem, indem er, der Fig. 2 entsprechend, Gitter und Anode mit zwei parallel laufenden und durch eine Brücke verbundenen Drähten

verband. Nach den Angaben von Scheibe ist dieses äußere System in Übereinstimmung mit der Theorie ohne Einfluß auf die Wellenlänge, sondern bewirkt nur eine Energieerhöhung.

Gill und Morrell (a. a. O.) weisen darauf hin, daß eine negative Anode nicht erforderlich ist; auch kann die Potentialverteilung um das Gitter durch eine außerhalb der Röhre angeordnete Elektrode beeinflußt werden.

Ohne Kenntnis der Arbeiten von Barkhausen-Kurz untersuchte Zilitinkewitsch (10) Elektronenschwingungen, die er auf Grund des „Resonanzcharakters“ von Stromspannungskurven einer Dreielektrodenröhre gefunden hatte. Er fand ebenfalls bei unveränderten Betriebsbedingungen konstante Frequenz und konnte in den Zuleitungen stehende Wellen nachweisen. In Übereinstimmung mit Barkhausen-Kurz geht seine Theorie auch von einer Pendelbewegung der Elektronen um das Gitter aus und führt zu den gleichen Resultaten. Die an französischen Verstärkeröhren gemessenen Wellenlängen zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Rechnung.

#### b) Abhängigkeit der Elektronenschwingungen vom Gasdruck

Schon vor Barkhausen-Kurz hat Widdington (11) ohne äußeren Schwingungskreis Frequenzen von  $4 \cdot 10^5$  bis  $7 \cdot 10^5$  Hertz erzeugt, und zwar mit einer gasgefüllten Röhre, wo die Anode stark positiv und das Gitter wenige Volt über der Anode war. Er schreibt die Entstehung der Schwingungen den in der Röhre ionisierten Gasresten zu und kommt auf Grund der Bewegungsgeschwindigkeiten positiver Gasionen zu dem Schluß, daß es sich im vorliegenden Fall um Hg-Ionen handelt. Für diese errechnet er eine Frequenz von  $6,6 \cdot 10^5$  Hertz, was einer Wellenlänge von 480 m entspricht. Für Wasserstoff findet er rechnerisch  $1 \cdot 10^7$  Hertz und für reine Elektronenschwingungen  $4 \cdot 10^8$  Hertz oder eine Welle von 0,77 m pro Volt.

Während Scheibe bei seinen Untersuchungen einen Druck von  $10^{-5}$  mm Hg angibt, fand Nettleton (12) Elektronenschwingungen nur bei einem Druck von über  $5 \cdot 10^{-5}$  mm. Nettleton benutzte die Anordnung der Fig. 3. Zur Messung der Schwingungsenergie dient neben dem Galvanometer im Lechersystem das Voltmeter  $V$ , welches die Spannung der Anode angibt. Die experimentellen Kurven weisen ein Energemaximum bei einem Druck von  $10^{-3}$  mm Hg auf, wobei außer-

dem die Art der Gasfüllung eine Rolle spielt. Er schließt daher, daß eine Spur von Gas für Elektronenschwingungen unerlässlich sei.

Pierret (18) stellte durch Koppelung zweier Röhren Barkhausen-Kurz Schwingungen her, deren Intensität größer war,

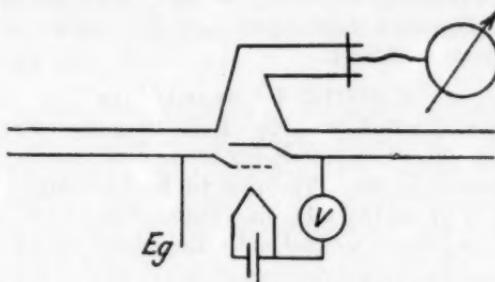


Fig. 3

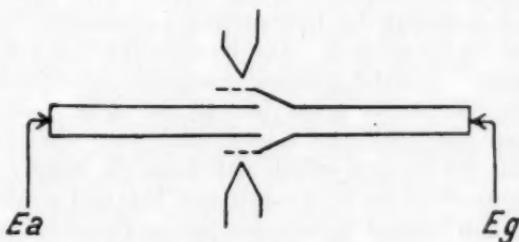


Fig. 4

als das Doppelte jeder einzelnen Röhre [vgl. auch Scheibe (14)]. Dabei beobachtete er, daß die Schwingungen nicht sogleich nach dem Einschalten einsetzen, sondern geraume Zeit später. Er führt dies Verhalten auf durch Erwärmung der Röhre freiwerdende Gasreste zurück.

Grechowa (15) untersuchte die Schaltung der Fig. 4. Betrachtet man die Drosselpunkte als Schwingungsknoten, so läßt sich die Anordnung in zwei den vorigen Schaltungen völlig analoge Teile zerlegen. Es sei freilich dahingestellt, inwieweit der symmetrische Aufbau als Gegentaktschaltung für den Schwingungsvorgang von Bedeutung ist. Grechowa konnte in einem Druckbereich von  $10^{-4}$  bis  $5 \cdot 10^{-8}$  keine Änderung der Frequenz nachweisen, während die Intensität von  $3 \cdot 10^{-4}$  bis

$10^{-3}$  stark abnahm, so daß in diesem Bereich der Schwingungsprozeß von Ionen beeinflußt zu werden scheint.

Kapzov (16) fand verschiedene Formen von Elektronenschwingungen, die zum Teil vom Gasdruck unabhängig, zum Teil abhängig waren, doch arbeitete er in geringen Gitterspannungsbereichen, so daß sich die Abweichungen seiner experimentellen Beobachtungen von den vorher erwähnten Arbeiten daraus erklären.

#### c) Einfluß der Raumladung

Auf den Einfluß und die Bedeutung der Raumladung haben schon Barkhausen-Kurz sowie Scheibe hingewiesen, ohne sie jedoch in ihren Theorien zu berücksichtigen.

Kapzov (a. a. O.) gibt eine theoretische Deutung seiner Beobachtungen unter weitgehender Berücksichtigung der negativen und positiven Raumladung, ohne indessen zu einer exakten Formulierung zu gelangen.

Später geben Kapzov und Gwosdower (17) eine mathematische Behandlung der Raumladung, insbesondere ihres Einflusses auf die Frequenz an. Bei der rechnerischen Behandlung sind sie allerdings auf Schätzungen angewiesen, erzielen jedoch eine größere Annäherung an die experimentellen Kurven, als die Formel von Scheibe ergibt, und zwar nach längeren Wellen hin. Sie betonen jedoch, daß durch die negative Raumladung die Laufzeit der Elektronen auch verkürzt werden kann, indem die Potentialnullfläche näher an das Gitter herangerückt wird.

Eine umfassende Erklärung der Raumladung gibt v. d. Pol (18). Er findet ein periodisches Auftreten von Elektronenschwingungen mit zunehmender Gitterspannung und gibt als Ursache eine gewisse „Labilität“ der Raumladung an, derzufolge mehrere Raumladungszustände möglich sind, zwischen denen das System oszilliert.

Solche labilen Verteilungszustände der Raumladung im Gitter-Anodenraum hat auch Gill gefunden und theoretisch gedeutet (a. a. O.).

#### d) Beeinflussung der Elektronenschwingungen durch ein Magnetfeld

Eine besondere Erscheinungsform von Elektronenschwingungen beobachtete Breit (19). Er variierte den Gitterstrom und damit das Gitterpotential mittels eines veränderlichen

Widerstandes. Den Einsatz und die Intensität der Schwingungen stellte er durch elektrometrische Messungen des Anodenpotentials fest. Aus der Deformation der Anodenpotential-Gitterstromkurve fand er, daß die Schwingungen einer starken Beeinflussung durch ein senkrecht zu den Elektroden gerichtetes Magnetfeld von Bruchteilen eines Gauss unterliegen. Weitere Angaben über eine etwaige Änderung der Wellenlänge usw. werden nicht gemacht.

e) **Der Einfluß eines angekoppelten Schwingungskreises**

Vergleicht man die Versuchsanordnungen der verschiedenen Forscher miteinander, so findet man, daß sie in ihrem elektrischen Aufbau, von wenigen Ausnahmen abgesehen, vollkommen identisch sind: Sie lassen sich alle auf das Schema der Fig. 2 zurückführen. Diese Anordnung ist also unter den verschiedensten Verhältnissen geeignet, Schwingungen zu erregen, mag es sich nun um Rückkopplung, um eine Strombahn mit fallender Charakteristik oder um Elektronenschwingungen handeln. Ist im Bereich niedriger Frequenzen eine Trennung der einzelnen Bereiche durch passende Wahl der Betriebsbedingungen ohne weiteres möglich, so treten im Bereich sehr hoher Frequenzen, dadurch daß die Eigenfrequenz des Schwingungssystems in den Frequenzbereich der Elektronenbewegung fällt, erhebliche Komplikationen auf.

Daß eine Beeinflussung der Elektronenbewegung durch ein angekoppeltes Schwingungssystem nicht nur was die Schwingungsenergie sondern auch die Frequenz betrifft, tatsächlich erfolgt, ist von zahlreichen Autoren angegeben worden. Liegt, wie in der Schaltung der Fig. 2, das Schwingungssystem unmittelbar an den Röhrenelektroden, so ist seine Einwirkung auf die Elektronenschwingungen sehr stark [Gill und Morell (6); Grechowa (15); Kapzov (16); Sahanek (20)]. Aber selbst, wenn lediglich zwei kurze Drähte als Antennen mit Gitter und Anode verbunden sind, ist eine Beeinflussung der Wellenlänge selbst sowie ihrer Abhängigkeit von den maßgebenden Faktoren beobachtet worden [Bock (21); Schaefer und Merzkirch (22); Kapzov (16)]. Wurde mit solchen Antennen ein Lechersystem gekoppelt, so konnte daran, daß die Resonanzmaxima nicht festlagen, sondern beim Verschieben der Brücke „mitgeschleift“ wurden, noch ein Einfluß auf die Wellenlänge festgestellt werden [Schriever (23)].

Gill und Morrell (6) stellten zuerst eine Theorie auf, welche von der Voraussetzung von Wechselspannungen an den Elektroden ausgeht. Um festzustellen, ob Schwingungen auftreten, stellen sie die Energiebilanz auf für alle Elektronen, die dem Wechselfeld zwischen den Elektroden während einer Periode unterliegen. Für alle Frequenzwerte, die einer positiven Leistung entsprechen, sind Schwingungen unmöglich; von denen, die eine negative Leistung ergeben, erregt sich die Frequenz, deren Leistung ein Maximum aufweist.

Die Vorstellungen von Gill und Morrell haben eine weitere Ausbildung erfahren durch die Theorie von Sahanek (20), die nicht nur die Abhängigkeit der Wellenlänge von den einzelnen Faktoren, sondern auch die Bedingungen für den Schwingungseinsatz genauer festgestellt. Neben reinen Elektronenschwingungen findet Sahanek Schwingungen, deren Frequenz von einem mit den Röhrenelektroden in Verbindung stehenden Schwingungskreis bestimmt ist; wie bei Gill und Morrell beruht die Ursache auf einem negativen Widerstand infolge Sekundäremission.

In einer neueren Arbeit gibt Kohl (24) die Erzeugung von Wellen bis herunter zu 30 cm an. Der Frequenzumfang seiner Schwingungen ist durch einen in die Röhre eingebauten Schwingungskreis bestimmt, der auf zwei verschiedene Weisen erregt werden kann: Erstens in der „Anodenschaltung“, in der die Anode das positive Potential hat, und zweitens in der „Gitterschaltung“, bei welcher das hohe positive Potential am Gitter liegt. Handelt es sich im letzten Fall in der Hauptsache um Barkhausen-Kurz-Schwingungen, wie aus der von Kohl angegebenen Abhängigkeit der Frequenz von den Spannungen hervorgeht, so führt Kohl die Wirkung der Anodenschaltung auf einen durch die Elektronenbewegung verursachten negativen Widerstand zurück.<sup>1)</sup>

---

1) Man kann sich die Wirkung der „Anodenschaltung“ auch durch Rückkopplung erklären, denn die Kohlsche Anordnung entspricht völlig der Rückkoppelschaltung in Fig. 1. Führt die Laufzeit der Elektronen eine immer größere Phasenverschiebung herbei, so kommt man in einen Bereich, wo die Phasenlage von Gitter- und Anodenwechselspannung wieder den Bedingungen für Selbsterregung entspricht. Versuche, die der Rückkopplung entgegenwirkende Phasenverschiebung im Inneren der Röhre nicht durch eine Steigerung über  $180^\circ$ , sondern durch Änderungen in der Schaltung zu kompensieren, werden zurzeit angestellt.

Der erste Teil vorliegender Arbeit behandelt ausführlich die Erscheinung, daß Elektronenschwingungen nach Barkhausen-Kurz — im folgenden als BK-Schwingungen bezeichnet — und solche nach Gill und Morrell — GM-Schwingungen<sup>1)</sup> — in ein und derselben Anordnung, zum Teil sogar nebeneinander auftreten können. Als dieser Teil abgeschlossen vorlag, wiesen Kapzov und Gwosdower in der bereits zitierten Arbeit auf die gleiche Erscheinung hin.

### I. Das gleichzeitige Auftreten verschiedenartiger Elektronenschwingungen

#### § 1. Die Versuchsapparatur

##### a) Der Schwingungserreger

Es galt zunächst die von den verschiedenen Autoren beobachtete Abhängigkeit der Wellenlänge von einem an die Röhre angeschlossenen Schwingungssystem nachzuprüfen und mit den abweichenden Angaben von Barkhausen-Kurz und von Scheibe zu vergleichen. Zu diesem Zweck wurde folgende Versuchsanordnung benutzt:

Zur Schwingungserzeugung wurden zunächst Röhren der Firma Schott und Gen., Jena, verwandt. Einmal haben sich diese Röhren zur Erzeugung von Elektronenschwingungen als besonders geeignet erwiesen, zum anderen ist durch die Verwendung gleicher Röhrentypen ein qualitativer Vergleich mit den Ergebnissen von Barkhausen-Kurz und Scheibe ermöglicht.

Die Apparatur sei kurz an Hand des Schemas der Fig. 5 beschrieben. Gitter und Anode der Röhre  $R$  sind über zwei Klemmen  $K$  und  $K'$  mit zwei im Abstand von 20 mm parallel laufenden Kupferdrähten verbunden. Auf diesen Drähten kann die Brücke  $B$  verschoben werden, so daß die Eigenwelle des Hochfrequenzsystems durch deren Lage bzw. durch die gesamte Länge gegeben ist. Die Zuleitungen der Gitter- und Anoden Spannung sind unmittelbar an die Brücke geführt, wo sie, im Spannungsknoten liegend, den Hochfrequenzvorgang nicht beeinflussen können; außerdem verhindern Drosselpulen  $D_r$  ein Eindringen von Hochfrequenz in die Zuleitungen voll-

1) Die Bezeichnung Gill- und Morrell-Schwingungen wurde in Anlehnung an Kapzov und Gwosdower beibehalten, obwohl Gill und Morrell ihre Anschauung später fallen ließen und die Wechselspannungen der Elektroden vernachlässigen zu können glaubten.

ständig. Die Brücke  $B$  ist durch zwei Kondensatoren  $C$  und  $C'$  kapazitiv unterteilt zur Aufnahme des Thermoelements  $Th$ . Dieses steht ebenfalls über Drosseln  $D_r'$  mit einem Galvanometer  $G$  in Verbindung und ermöglicht eine Messung des im Strombauch auftretenden Hochfrequenzstromes. Die Eichung wurde durch Vergleich mit einem Hitzdrahtamperemeter bei einer Frequenz von  $10^6$  durchgeführt.

Gitteranoden- und Heizstrom wurden mittels Präzisionsinstrumenten gemessen. Der Heizstrom wurde einer 6zelligen Akkumulatorenbatterie von 100 Amp./Std. Kapazität entnommen und war über mehrere parallel liegende Widerstände verschiedener Größe genauestens einzuregulieren und konstant zu halten. Zur Speisung von Gitter und Anode wurde eine 600zellige Akkumulatorenbatterie von 2,5 Amp./Std. benutzt.

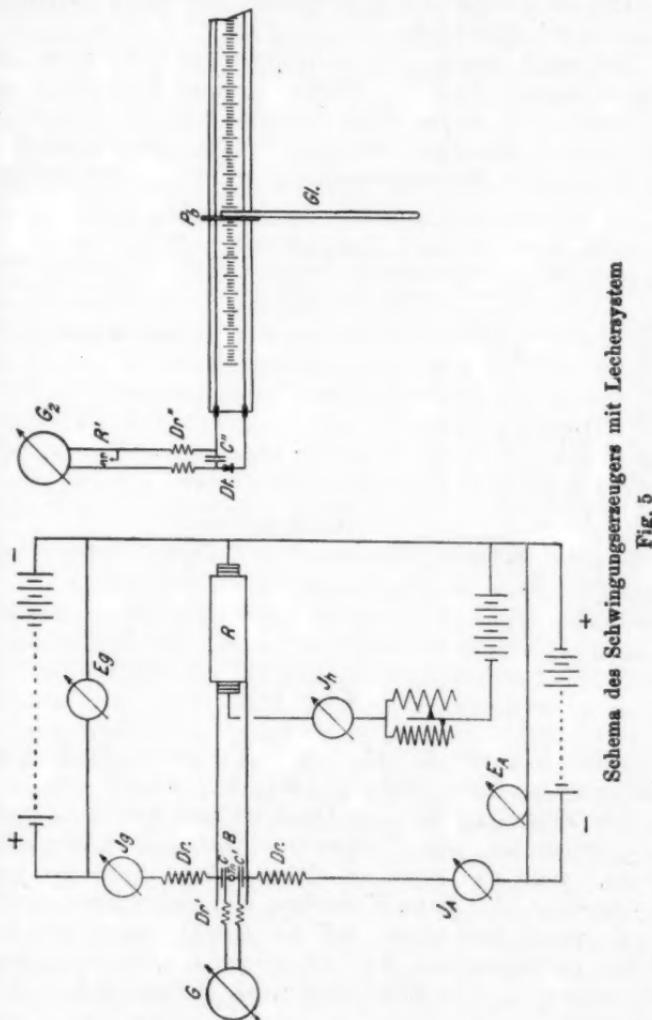
Um Störungen des Hochfrequenzsystems durch die Meß- und Reguliereinrichtungen tunlichst auszuschalten, war der Oszillator in etwa 50 cm Höhe über dem Experimentiertisch angebracht.

#### b) Messung der Wellenlänge

Die im Oszillator erregte Welle wurde mittels eines Lecher-systems gemessen. Die Paralleldrähte waren im Abstand von 20 mm über eine Meßbank ausgespannt (vgl. Fig. 5). Eine Plattenbrücke  $Pb$  von 6 cm Durchmesser konnte vermittels eines querstehenden Glasstabes über den Drähten verschoben werden, wobei die Brücke frei von den Drähten getragen wurde. Es zeigte sich, daß Störungen durch die Nähe des Beobachters nicht auftraten.

Als Indikator diente ein Stahl-Karborunddetektor, der zwar eine verhältnismäßig geringe Empfindlichkeit aufwies, dafür aber den Vorzug hatte dadurch, daß seine Elektroden sehr fest zusammengepreßt werden konnten, gegen mechanische Erschütterungen unempfindlich zu sein, und seine einmalige Einstellung unverändert beizubehalten. Liegt der Detektor in der verschiebbaren Brücke, so machen sich die Galvanometerzuleitungen störend bemerkbar; aus diesem Grund wurde der Detektor in das geschlossene und zur Koppelung dienende Ende gelegt. In dieser Schaltung durchfließen die Galvanometerströme das Paralleldrahtsystem und es ist daher auf einen sicheren Kontakt zwischen Brücke und den Drähten zu achten.  $G_2$  war ein Spiegelgalvanometer der Firma Leybold mit  $5 \cdot 10^{-9}$  Amp./Skt. Empfindlichkeit.

Zur Elimination der Brückenverkürzung wurden bei jeder Wellenmessung zunächst mehrere Knotenpunkte aufgesucht.



Da dies Verfahren jedoch bei der großen Zahl von Messungen zu umständlich war, wurde eine Eichkurve des Lechersystems aufgestellt, welche aus der Lage eines einzigen Knotenpunktes

die genaue Welle zu entnehmen gestattete. Die so erzielbare Genauigkeit betrug 1—2 Promille. Laufende Kontrollmessungen während der späteren Versuche ergaben, daß die Eichkurve unverändert erhalten blieb.

Störungen traten dann auf, wenn das freie, hinter der Brücke liegende Ende des Drahtsystems in Resonanz geriet. Das zeigt, daß die Reflexion der Wellen an der Brücke  $Pb$  keine vollkommene war. Derartige Störungen waren jedoch an der Breite des Resonanzmaximums, sowie an der geringen

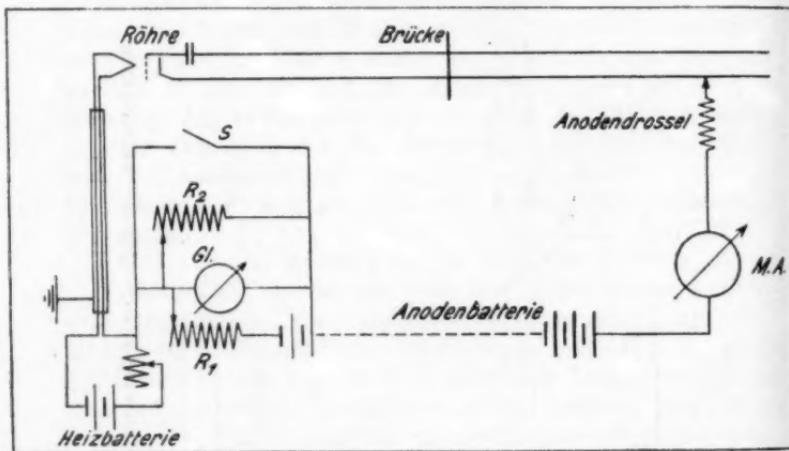


Fig. 6

Intensität unschwer zu erkennen und konnten durch Überbrückung des offenen Endes in jedem Fall beseitigt werden.

Die Koppelung mit dem Oszillatator war jeweils möglichst lose, einmal um jede Rückwirkung auf den Schwingungsvorgang, dann aber auch, um eine Überlastung des Detektors zu vermeiden. Bei fester Koppelung und großer Schwingungsenergie wurde beobachtet, daß der Detektorstrom sein Vorzeichen umkehrte, und das Galvanometer nach der anderen Seite ausschlug. Das Meßresultat wurde dadurch jedoch nicht beeinflußt.

Um zur Messung von Schwingungen geringer Intensität eine höhere Empfindlichkeit zu erzielen, wurde versucht, den Detektor durch eine Röhre als Indikator zu ersetzen. Die

hierzu verwandte Schaltung zeigt Fig. 6. Zur Beobachtung der Änderung des Anodenstromes dient das in einer Kompen-sationsanordnung liegende Galvanometer *Gl*. War die Emp-findlichkeit bei Verwendung einer „Ultra“-Röhre der Type A oder einer Telefunken RE 95 nicht wesentlich höher als die des Detektors, so wurde eine beträchtliche Steigerung durch den Einbau einer französischen Kurzwellenröhre mit getrennten Elektrodenausführungen erzielt. Die Kapazitätsfreiheit der französischen Röhre überwiegt bei den hohen Frequenzen die bessere Gleichrichterwirkung der beiden ersten Röhren.

Ein exakter Vergleich der Empfindlichkeiten des Detektor- und Röhrensystems war nicht durchführbar, weil der Detektor als Stromindikator im Schwingungsknoten liegt, das freie zur Koppelung dienende Ende also geschlossen ist, während es bei der Röhre, die auf Spannungen anspricht, in  $\frac{1}{4}$  Wellenlänge schwingt. Daraus ergeben sich Schwierigkeiten in einer De-finition der Koppelung. Allgemein konnten jedoch trotz ge-ringerer Galvanometerempfindlichkeit mit der Röhre dann noch Wellen sicher gemessen werden, wenn mit dem Detektor keine Maxima mehr aufzufinden waren.

### § 2. Schwingungen nach Barkhausen-Kurz und Gill und Morrell

An das Gitter der Röhre wurde eine hohe positive Spannung von einigen 100 Volt gelegt, während die Anode ein geringes negatives Potential gegen den Heizfaden erhielt. Damit sind die Bedingungen für Elektronenschwingungen nach Bark-hausen-Kurz erfüllt, und der trotz der negativen Anode auf-tretende Anodenstrom zeigt ihr Einsetzen an. Die Stärke des Anodenstromes  $I_a$  ändert sich nun mit einer Verschiebung der Brücke *B*, d. h. mit einer Verstimmung des äußeren Schwin-gungskreises. Die Fig. 7 stellt diese Abhängigkeit für einen willkürlich herausgegriffenen Fall bei einer Schottröhre der Type „N“ dar, und zwar für eine Gitterspannung von 300 und eine Anodenspannung von — 10 Volt. Die Abstimmung des Hochfrequenzsystems ist durch seine Gesamtlänge *d*, das ist der Abstand der Brücke *B* vom freien Elektrodenende, ge-gaben. Die Mindestlänge ist durch die Klemmen *K K'* (Fig. 5), über die die Brücke nicht hinausgeschoben werden kann, fest-gelegt.

Wird das System stetig von kürzeren nach längeren Wellen zu verstimmt, so fällt der Anodenstrom allmählich ab, um bei

$d = 53$  cm plötzlich anzusteigen und nach Erreichen eines Maximums von Neuem abzusinken. Der gleiche Vorgang wiederholt sich bei  $d = 96$  cm. Dabei entspricht einem Ansteigen von  $I_a$  ein Abfallen des Gitterstromes  $I_g$  und umgekehrt, derart, daß  $I_a + I_g$  konstant bleibt.

Tritt zwischen dem äußeren Schwingungssystem und den Elektronenschwingungen innerhalb der Röhre Resonanz ein, so

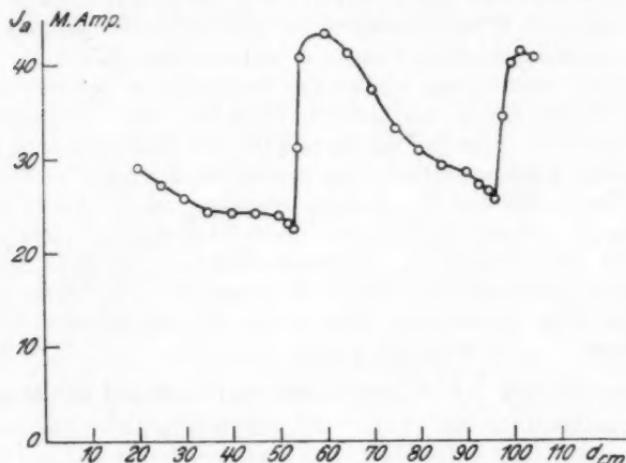


Fig. 7

ist nach Scheibe eine Steigerung der Schwingungsintensität zu erwarten. Daher muß sich der Abstimmvorgang im Anodenstrom, der ja nach Barkhausen-Kurz erst durch die Elektronenschwingungen hervorgerufen wird, ausprägen. Der unsymmetrische, von einer Resonanzkurve abweichende Verlauf obiger Kurve, vor allem das plötzliche Ansteigen, läßt jedoch einen komplizierteren Vorgang vermuten.

In der Tat ergaben Wellenmessungen, daß jeweils mit dem Anstieg von  $I_a$  eine beträchtliche Frequenzerhöhung verbunden ist, und daß mit dem Abfallen des Anodenstromes die Wellenlänge wieder in ihren alten Wert übergeht. Die Kurvenscharen der Figg. 8 und 9 stellen solche Wellenänderungen dar. Sie wurden aufgenommen an einer Schottischen „N“-Röhre, indem bei den verschiedenen Brückenstellungen jeweils die zugehörigen Wellenlängen gemessen wurden, und zwar unter verschiedenen

Betriebsbedingungen. In Fig. 8 besaß die Anode das Potential  $-20$ , während dem Gitter verschiedene Spannungen erteilt wurden; Fig. 9 gilt für eine konstante Gitterspannung von  $300$  Volt, während das Anodenpotential variiert wurde. Da der

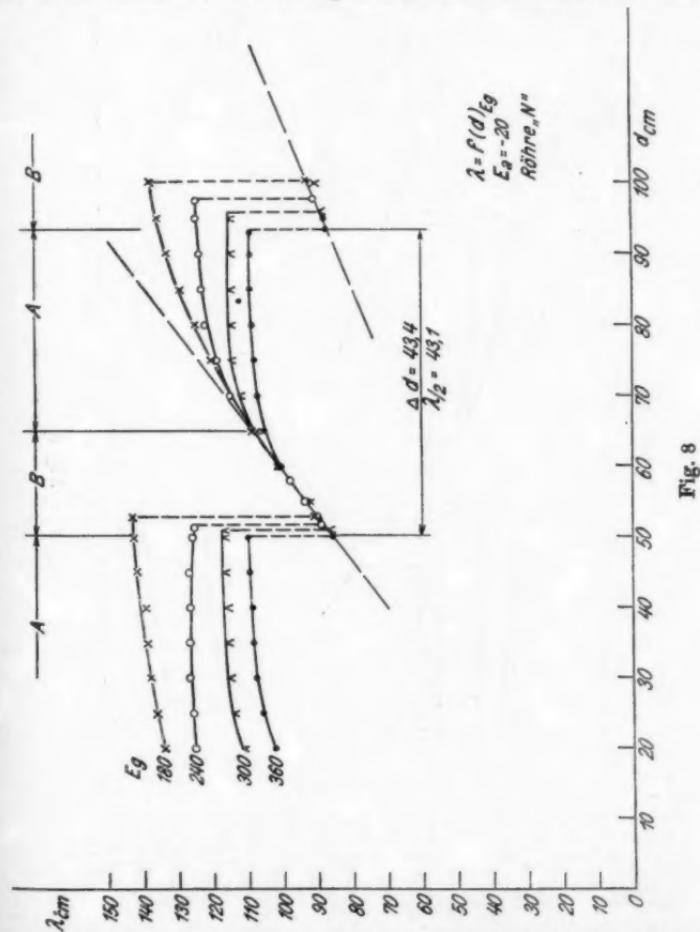


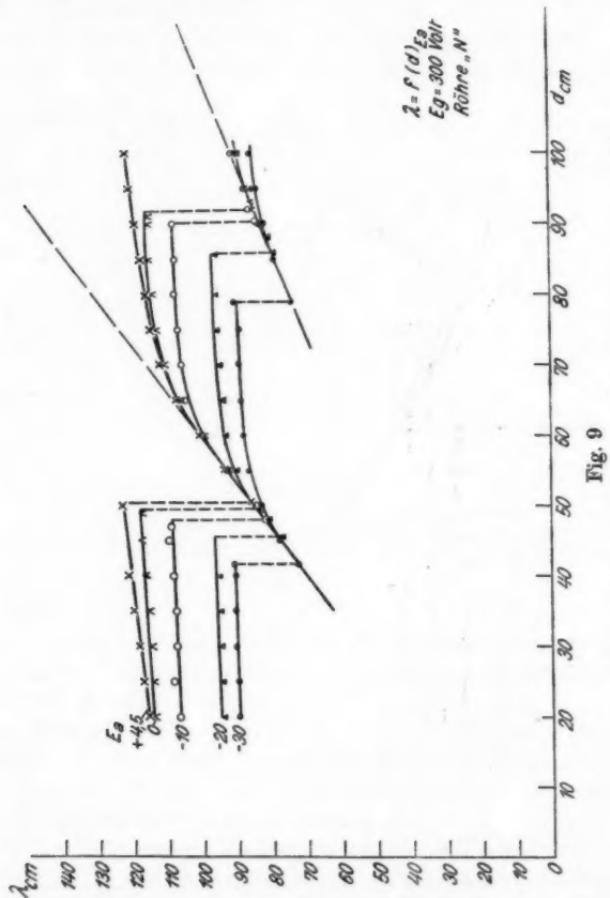
Fig. 8

Heizstrom mit einer Änderung von  $I_a$  und  $I_g$  kleinen Schwingungen unterworfen war, wurde statt dessen der Emissionsstrom konstant gehalten.

Die Kurven lassen erkennen, daß zwei völlig verschiedene Schwingungsvorgänge nebeneinander bestehen, und zwar

$10^*$

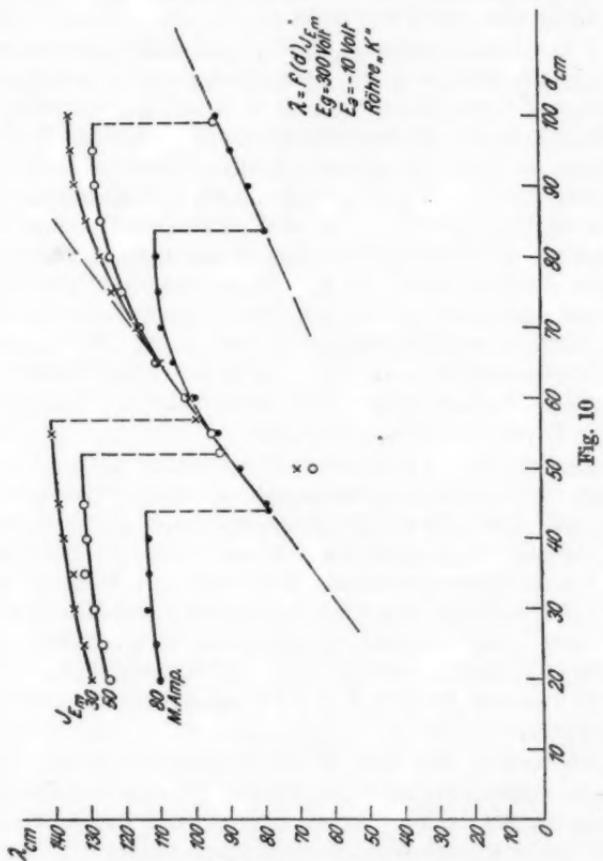
in den Bereichen „A“ solche von geringerer, in den Bereichen „B“ solche von höherer Frequenz. Der Übergang von A nach B ist fast sprungartig, während er in umgekehrter Richtung allmählich verläuft. Außerdem erkennt man, daß er um so früher,



d. h. bei einer um so niedrigeren Eigenwelle des Abstimmkreises erfolgt, je kürzer die Wellenlänge in den „A“-Bereichen ist.

Findet der erste Übergang bei einem  $d$  von 50–53 cm statt, so wiederholt sich der Vorgang bei  $d = 80$ –100 cm. Vergleicht man den Abstand zweier zu einer Kurve gehöriger

Übergangsstellen, so ergibt sich ein Verhältnis von nahezu 0,5 (auf die geringe Abweichung wird später eingegangen werden). Ersichtlich handelt es sich also bei den späteren „B“-Bereichen um Oberschwingungen des Paralleldrahtsystems.



Der Umstand, daß bereits im ersten Bereich der „B“-Schwingungen die gesamte Länge des Abstimmsystems größer ist als die halbe Wellenlänge, ist so zu erklären, daß schon hier das System in einer Oberschwingung erregt wird. Durch Nähern der Hand konnten die Spannungsbäuche und Knoten festgestellt werden, denn der Anodenstrom blieb, falls die An-

näherung in einem Knoten erfolgte, unverändert, fiel andernfalls jedoch sofort ab. Auf diese Weise konnte nachgewiesen werden, daß innerhalb des Glasfußes der Röhre ein Schwingungsknoten liegt, und daß das Elektrodensystem in  $\frac{1}{4}$  Wellenlänge schwingt. Die starke lineare Verkürzung ist auf die Kapazität der Elektroden zurückzuführen.

Das Charakteristikum beider Schwingungerscheinungen liegt jedoch weniger in den verschiedenen Frequenzbereichen, als vielmehr in dem Umstand, daß die „A“-Schwingungen durch das äußere System überhaupt nicht beeinflußt werden, wogegen die Frequenz der „B“-Schwingungen völlig durch den Schwingungskreis bestimmt wird. Alle Abstimmpunkte der „B“-Schwingungen liegen nämlich auf einer Kurve, die, wie die gestrichelte Linie in den Figg. 8 und 9 zeigt, einen geradlinigen Verlauf aufweist. Sie stellt aber, weil die Wellenänderung des Abstimmssystems durch direkte Längenänderung nach Art eines Lechersystems erfolgt, die Eichkurve des Schwingungskreises dar. Da es sich bei beiden Kurven um das gleiche Hochfrequenzsystem handelt, ist die Eichgerade in beiden Figuren dieselbe.

Ähnliche Diagramme wurden auch mit anderen Röhren erhalten. Abweichungen wurden nur an einer Schottröhre der Type „K“ beobachtet. Bei dieser trat nämlich, im Gegensatz zur Theorie, im Bereich der „A“-Schwingungen bei höheren Gitterspannungen eine längere Welle auf. So wurde bei  $E_g = 180$  Volt eine Welle von 120,6 cm gemessen, bei  $E_g = 240$  Volt 125 cm und bei  $E_g = 300$  Volt eine solche von 134,3 cm. Entsprechend verhielten sich auch die „B“-Schwingungen, d. h. sie setzten um so früher ein, je kürzer die Welle der „A“-Schwingungen war.

Während in den Figg. 8 und 9 lediglich die Spannungen variiert wurden, gibt die Fig. 10 den Einfluß des Emissionsstromes wieder. Schon Barkhausen und Kurz fanden eine starke Abhängigkeit der Frequenz vom Heizstrom, die aber nach Scheibe geringer wird, wenn in der Röhre äußerstes Vakuum herrscht, sie beispielsweise mit der Pumpe noch in Verbindung stehen; bei abgeschmolzenen Röhren beobachtet er eine ähnliche Abhängigkeit wie Barkhausen-Kurz.

Auch diese Untersuchung zeigt, daß sich der Einfluß der Betriebsverhältnisse nur auf die „A“-Schwingungen erstreckt,

während die „B“-Schwingungen wieder genau der Eichkurve des Abstimmungssystems folgen. Lediglich ihr Einsatz sowie ihr Bereich ist wieder von der jeweiligen Länge der „A“-Wellen abhängig.

In einzelnen Fällen konnten noch „B“-Schwingungen nachgewiesen werden, obwohl solche der Form „A“ nicht festzustellen waren. Diese Beobachtung gab Anlaß zu einer Untersuchung, ob die „B“-Schwingungen völlig unabhängig von den „A“-Schwingungen auftreten können. Es zeigte sich, daß noch bei einer Gitterspannung von 10 Volt und einer Anoden Spannung Null, also bei Verhältnissen, unter denen Elektronenschwingungen nicht mehr beobachtet worden sind, das System angeregt wurde, zwar nicht mehr in der Ober-, sondern in der Grundwelle. Entsprechend war die Frequenz gering; unter den angegebenen Verhältnissen betrug die Welle 2,8 m. Bis zu diesem Wert ließ sich durch passende Einregulierung der Spannungen und Abstimmung des Paralleldrahtsystems jede beliebige Welle von den kürzesten vorher beobachteten Werten an herstellen.

Die Energie der „B“-Schwingungen ist im Vergleich zu den „A“-Schwingungen recht beträchtlich. Das ging schon daraus hervor, daß bei Wellenmessungen in den „A“-Bereichen das Lechersystem der Röhre oft bis auf wenige Zentimeter genähert werden mußte. Im „B“-Bereich dagegen konnte noch im Abstand von 2–3 m eine sichere Wellenmessung vorgenommen werden. Messungen des Hochfrequenzstromes im Thermoelement ergaben Ströme bis zu 0,6 Amp. Bei der kürzesten Welle von 66 cm, wie sie mit der Röhre „K“ erhalten wurde, trat ein Maximalstrom von 0,46 Amp. auf.

Bei geringeren Emissionsströmen wurde beobachtet, daß an Stelle der Grundwelle plötzlich die erste Oberschwingung auftrat (vgl. Fig. 10). Über eine ähnliche Erscheinung berichten Schaefer und Merzkirch (a. a. O.). Auch sie fanden, daß im Verlauf der normalen Wellenkurve plötzlich die Oberschwingung auftrat. Eine Erklärung wird im zweiten Teil gegeben werden.

Aus den bisherigen Versuchsergebnissen geht eindeutig hervor, daß es sich bei den „A“-Schwingungen um reine Elektronenschwingungen nach der Vorstellung von Barkhausen-Kurz handelt, also um Schwingungen, bei denen die

Elektronen sich zwischen den stationären Bremsfeldern der Elektroden hin und her bewegen. Alle Beobachtungen, diese Schwingungen betreffend, stimmen mit denen von Barkhausen-Kurz und Scheibe überein.

Was die „B“-Schwingungen betrifft, so handelt es sich ebenfalls um Elektronenschwingungen. Darauf deutet in erster Linie der unmittelbare Zusammenhang zwischen dem Schwingungseinsatz und der vorher herrschenden „A“-Frequenz hin. Die Wellenlänge selbst ist aber durch die Eigenfrequenz des Schwingungskreises vorgeschrieben und wird von einer Änderung der Betriebsverhältnisse nicht mehr betroffen. Solche Schwingungen sind zuerst von Gill und Morrell beobachtet worden, wie dies in der Einleitung bereits kurz behandelt worden ist. Sie gehen davon aus, daß sich die im Schwingungskreis induzierten Wechselspannungen den Gleichpotentialen der Elektroden überlagern. Zu den stationären Bremsfeldern treten also noch Wechselfelder von der Frequenz der jeweiligen Schwingungen hinzu, woraus sich eine von den Barkhausen-Kurz-Schwingungen abweichende Elektronenbewegung ergibt.

Versuche, die Wechselspannungen mittels eines Glimmröhrchens zu messen, führten zu keinem brauchbaren Resultat, obwohl es ohne weiteres gelang, ein Neonrörchen im Spannungsbau des Schwingungssystems zum Aufleuchten zu bringen. Zahlenmäßige Angaben lassen sich daraus aber nicht entnehmen, weil die Zündspannung einer Glimmentladung bei Hochfrequenz bis auf 10—11 Volt herabgesetzt wird (25).<sup>1)</sup>

### § 3. Der Übergang und Intensitätsverlauf

Bei den ersten Versuchen hatte es den Anschein, als ob die „A“-Schwingungen sprunghaft in die „B“-Schwingungen übergingen. Eingehende Messungen zeigten jedoch, daß die „A“-Schwingungen langsam abnehmen, und nur die „B“-Schwingungen plötzlich und mit großer Intensität auftreten, wobei in einem kleinen Bereich beide Schwingungen nebeneinander bestehen können. Die Messung der verschiedenen

1) Exakte Messungen werden zurzeit von Kapzov und Gwosdower vorgenommen. Bei Vorversuchen fanden sie eine Spannungsamplitude von 10—15 Volt (a. a. O. 17). Betrachtet man die starke Frequenzänderung, die verhältnismäßig geringe Änderungen der Betriebsspannungen hervorbringen, so ist ersichtlich, daß Wechselspannungen obiger Größenordnung den Schwingungsvorgang wohl zu beeinflussen vermögen.

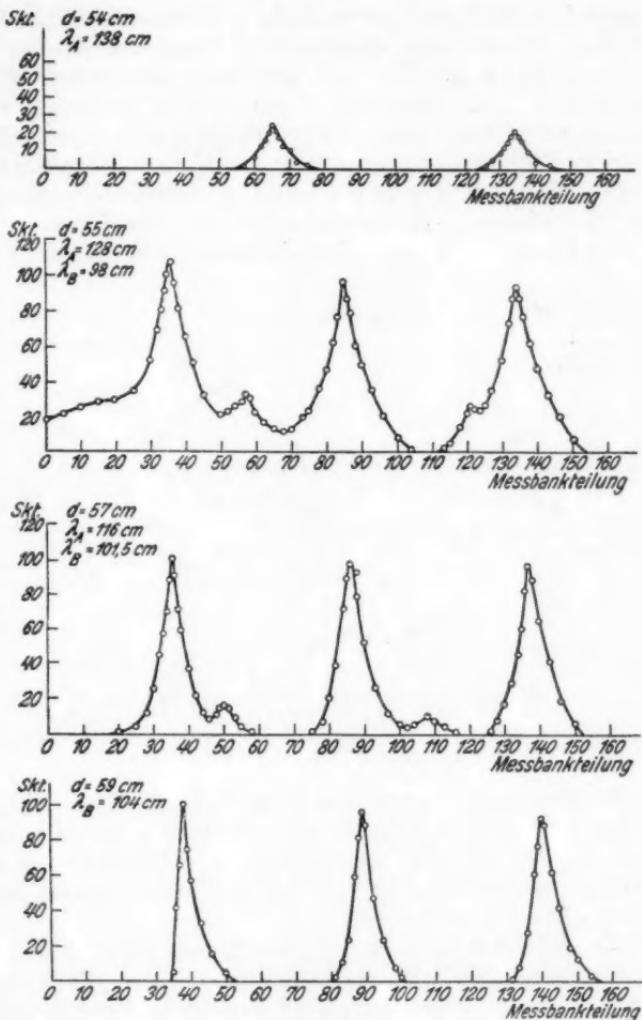


Fig. 11

Frequenzen mittels des Lechersystems ist sehr schwierig, zu- meist sogar völlig unmöglich, weil die Maxima der „B“-Schwin- gungen die weitaus schwächeren „A“-Schwingungen zudecken. Es wurde jedoch beobachtet, daß die „A“-Frequenz nach dem

Einsatz der „A“-Schwingungen nicht mehr konstant ist, sondern um einige Prozent nach oben oder nach unten schwankt.

Die Fig. 11 gibt in einem besonders günstigen Fall die Verhältnisse beim Übergang wieder, indem für wenig voneinander abweichende Längen  $d$  jeweils die Intensitätsverteilung auf dem Lechersystem über mehrere Maxima aufgenommen wurde. Sind bei  $d = 54$  cm allein Elektronenschwingungen nach Barkhausen-Kurz vorhanden, so überwiegen bereits bei  $d = 55$  cm, also bei einer Verschiebung der Brücke um 1 cm,

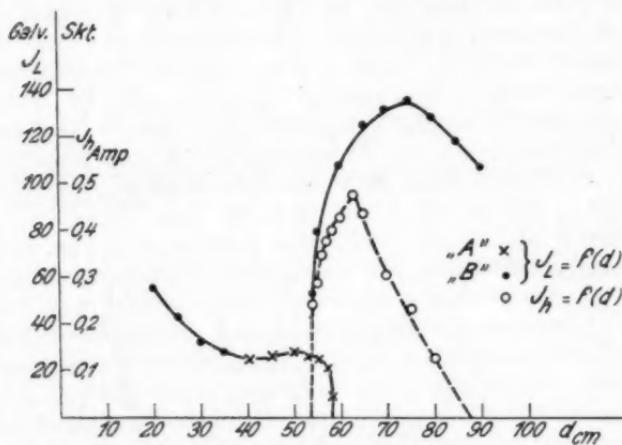


Fig. 12

die „B“-Schwingungen. Bei  $d = 57$  cm sind „A“-Schwingungen nur noch schwach angedeutet und gleichzeitig hat sich ihre Länge von 138 auf 101,5 cm verringert. Schließlich sind bei  $d = 60$  cm nur noch die kurzwelligen „B“-Schwingungen nach Gill und Morrell vorhanden.

Die Intensitätsmaxima auf dem Lechersystem beweisen, daß die Energie der „B“-Schwingungen die der „A“-Schwingungen übertrifft. Um jedoch ein genaueres Bild der Energieverteilung beim Übergang zu erhalten, sind in der Fig. 12 die maximalen Galvanometerausschläge im Lechersystem bei unveränderter Koppelung zusammen mit den Ausschlägen des im Erregerkreis liegenden Thermogalvanometers aufgetragen. Vergleicht man beide Kurven miteinander, so fällt zunächst auf, daß sich die „A“-Schwingungen im Thermoelement überhaupt

nicht bemerkbar machen; sie konnten auch durch ein empfindlicheres Galvanometer nicht nachgewiesen werden. Ob sie mittels eines empfindlicheren Thermoelements oder Detektors

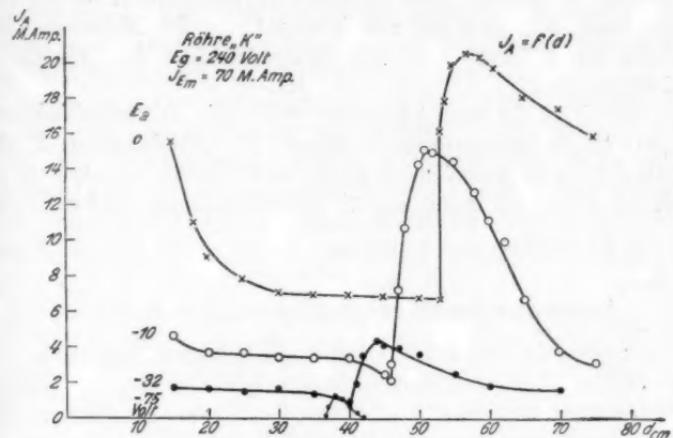


Fig. 13

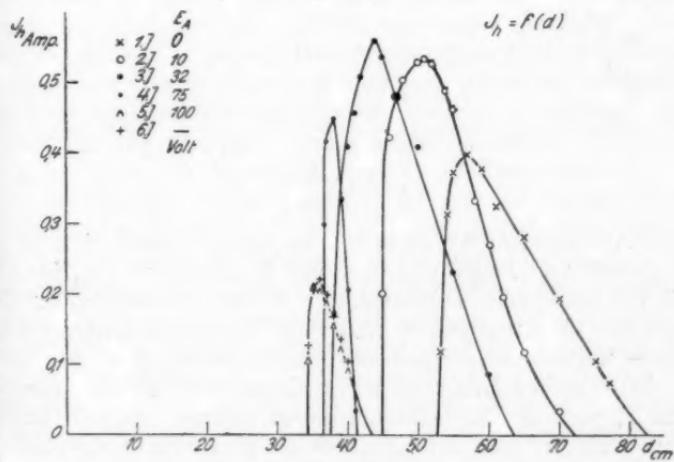


Fig. 14

zu messen sind, wurde nicht untersucht, doch geht hieraus zur Genüge hervor, daß das äußere Schwingungssystem an dem Schwingungsvorgang der Form „A“ völlig unbeteiligt ist.

Ferner findet man, daß das Maximum des Hochfrequenzstromes nicht mit dem Maximum im Lechersystem übereinstimmt. Wahrscheinlich sind undefinierte Koppelverhältnisse oder stehende Wellen die Ursache dieser Abweichungen. Jedenfalls sieht man, daß man nur mit Vorsicht aus den Messungen im Lechersystem auf die Energieverhältnisse im Oszillator schließen darf.

Die Figg. 13 und 14 zeigen, wie sich bei verschiedenen negativen Anodenspannungen sowohl der Anodenstrom  $I_a$  als auch der im Thermoelement auftretende Hochfrequenzstrom  $I_h$  mit einer Verstimmung des Schwingungskreises ändert. Auf

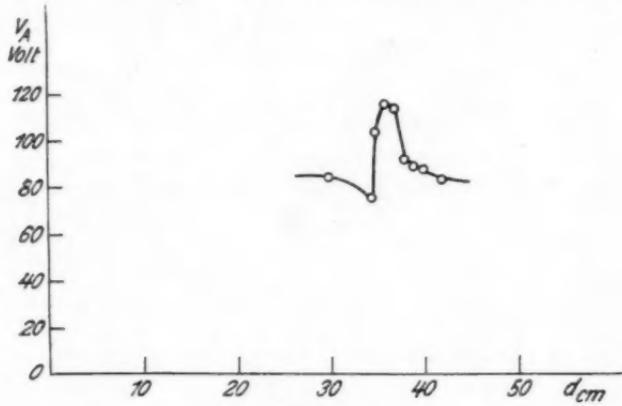


Fig. 15

diese Abhängigkeit wurde bereits zu Anfang hingedeutet. Hier ist jedoch von Bedeutung, daß das Maximum von  $I_a$  jeweils mit der maximalen Schwingungsintensität zusammenfällt. Er kann also ohne weiteres als Kriterium für den Abstimmvorgang dienen, wenn es sich beispielsweise darum handelt, Schwingungen möglichst großer Intensität leicht einzustellen. Mit zunehmendem  $E_a$  wird der Anodenstrom immer geringer und sein Maximum verlagert sich, der Zunahme der Frequenz entsprechend, nach kürzeren Wellen hin. Ist die Anode stark negativ, etwa 100 Volt, so tritt kein merklicher Anodenstrom mehr auf. Trotzdem wurden Schwingungen erhalten und sie blieben auch dann noch bestehen, als die Anode völlig isoliert wurde. Elektrometrische Messungen des Anodenpotentials ergaben, daß sich

die freie Anode stark negativ auflädt. Beim Einsatz der „B“-Schwingungen nimmt ihr Potential der Fig. 15 entsprechend stark zu und der Verlauf der Potentialkurve ist dem der Anodenstromkurve ähnlich. Der Verlauf der Schwingungsintensität bei stark negativer und freier Anode ist nahezu gleich, wie aus der Kurve 5 und 6 der Fig. 14 zu ersehen ist.

Die maximale Schwingungsintensität wurde erhalten bei  $E_a = -32$  Volt,  $d = 44$  cm und einem  $E_g$  von 240 Volt. Der Strom im Thermoelement betrug 0,56 Amp., die Wellenlänge 78 cm. Danach ist anzunehmen, daß es für jede Gitterspannung eine günstigste Welle gibt, deren Intensität bei richtiger Wahl der Anodenspannung und Abstimmung am größten wird.

#### **§ 4. Die Bedeutung des äußeren Schwingungssystems**

Für die Erzeugung hoher Frequenzen tritt als erste Forderung auf, „reine“ Elektronenschwingungen, d. h. solche der Form „A“, als Ausgangsfrequenz von möglichst kurzer Welle zu erzeugen, was durch Steigerung der Feldstärke zwischen den Elektroden ermöglicht wird. Dazu kommt als zweite Forderung, den Einsatz der „B“-Schwingungen möglichst nach kurzen Wellen hin zu verschieben bzw. ihren Bereich tunlichst zu erweitern. Damit erhebt sich die Frage, von welchen Faktoren der Übergang zwischen beiden Schwingungsarten bestimmt wird.

Während bisher neben den Betriebsbedingungen der Röhre ausschließlich die Eigenwelle des Oszillatorsystems variiert worden ist, sind im folgenden Systeme mit verschiedener Dämpfung untersucht. Diese wurde dadurch geändert, daß für die Paralleldrähte Materialien verschiedener Leitfähigkeit benutzt wurden, wodurch die Abstimmung selbst nicht beeinflußt wird. Die Ausmessung der Schwingungsbereiche und Frequenzen ergab nun das folgende Bild (Fig. 16): Besteht das System aus Kupfer, so setzen die „B“-Schwingungen bei  $d = 40,8$  cm mit einer Welle von 70,2 cm ein, wie es auch den früheren Messungen entspricht. Besteht das System aus Konstantdraht, so erfolgt der Einsatz unter den gleichen Betriebsverhältnissen später, nämlich bei  $d = 45,8$  cm mit einer dementsprechenden Welle von 76,2 cm, und bei Manganindraht ist der Bereich „B“ noch mehr verringert. Der Frequenzverlauf dagegen ist in allen drei Systemen vollkommen gleich. Es ist einleuchtend, daß bei einer weiteren Erhöhung der Dämpfung „B“-Schwingungen

überhaupt nicht mehr einsetzen werden. Aus mechanischen Gründen war die Verwendung von Widerstandsdraht unter 0,1 mm Durchmesser unmöglich, doch konnte durch Ankoppeln

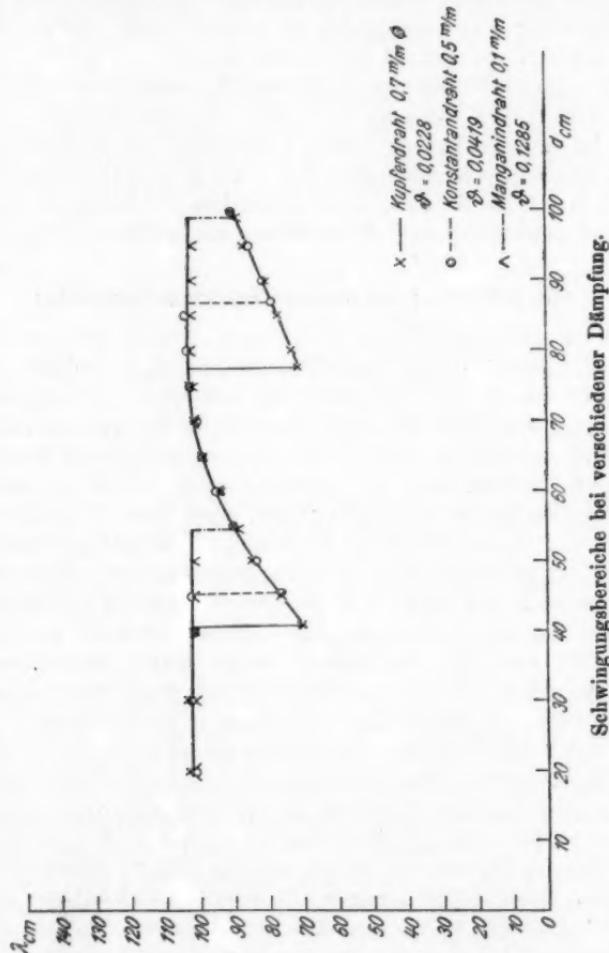


Fig. 16

einer Dipolantenne im Strombauch die Dämpfung so vergrößert werden, daß bei Manganindraht von 0,1 mm tatsächlich keine „B“-Schwingungen mehr einsetzen.

Die Dämpfungsdekmemente der verschiedenen Systeme

wurden aus ihren Resonanzkurven ermittelt zu 0,0228 für Kupferdraht von 0,7 mm; 0,0419 für Konstantandraht von 0,5 mm und zu 0,1285 für Manganindraht von 0,1 mm Durchmesser. Die Resonanzkurven wurden aufgenommen, indem die Systeme von einem Kurzwellenoszillator ähnlicher Bauart wie der vorliegende angeregt und die Stromstärke im Thermoelement gemessen wurde.

Ein Versuch, aus den Resonanzkurven unter Annahme einer konstanten, aber unbekannten „Anfachungsspannung“ bzw. Stromstärke die Verlagerung des Einsatzpunktes der „B“-Schwingungen in Fig. 16 zu erfassen, führte zu keinem Ergebnis, zeigte vielmehr, daß die Voraussetzung einer in allen 3 Fällen gleichen Anfachungsspannung nicht aufrecht erhalten werden kann, sondern daß das stärker gedämpfte System eine höhere „Anfachung“ erfordert, als das schwächer gedämpfte.

Die Verlagerung des Einsatzpunktes mit zunehmender Dämpfung kann schon aus den eingangs angeführten Frequenzkurven der Figg. 8—10 ersehen werden. Man findet nämlich, daß zwei zu einer Kurve gehörige Einsatzpunkte nicht genau um eine halbe Wellenlänge der kürzesten „B“-Welle, sondern um einen etwas größeren Betrag verschoben sind. Auch ist die jeweils später auftretende „B“-Welle dementsprechend etwas länger. Dies erklärt sich daraus, daß die Dämpfung des Schwingungssystems um so größer wird, je größer die Zahl seiner Halbwellen ist.

#### **§ 5. Dämpfungsverminderung durch Fremderregung**

Die zur Aufnahme der Resonanzkurven benutzte Anordnung legte den Versuch nahe, Röhren, welche selbständig nicht schwingen, durch von außen induzierte Wechselspannungen zum Schwingungseinsatz zu bringen. Die Abstimmverhältnisse werden freilich sehr kompliziert, weil neben dem Erregerer und Oszillatorkreis auch noch die Betriebsverhältnisse der Röhre variiert werden müssen. Es wurde daher so verfahren, daß bei einer konstanten Erregerwelle zunächst der Oszillatorkreis mit Hilfe des Thermoelements auf Resonanz abgestimmt wurde; dann brauchten nur noch die an der Röhre liegenden Spannungen variiert zu werden.

Die Versuche ergaben, daß eine Röhre, welche selbständig keine Elektronenschwingungen erzeugt, auch auf diese Weise

nicht zu hochfrequenter Leistungsabgabe gebracht werden kann, obwohl die äußereren Merkmale von „B“-Schwingungen, wie das Ansteigen des Anoden- und Abfallen des Gitterstromes vorhanden waren. Bei nur schwach negativer Anode war es möglich, die Abstimmung so zu variieren, daß oberhalb der Resonanzfrequenz ein Absinken des Anodenstromes, unterhalb dagegen ein Ansteigen stattfand. Dies läßt auf eine Beeinflussung der Elektronenbewegung in der Röhre schließen, wie sie durch eine reine Gleichrichterwirkung nicht zu erklären ist. Der gleiche Effekt konnte durch Änderung der Spannungen oder des Heizstromes herbeigeführt werden.

Scheibe (14) hat, um durch Parallelschalten Barkhausen-Kurz-Schwingungen größerer Intensität zu erzielen, zwei Röhren auf ähnliche Weise, wie es bei Aufnahme der Resonanzkurven geschah, miteinander gekoppelt. Er verwendet jedoch Röhren, von denen jede selbständige Schwingungen zu erregen imstande ist, und findet, daß bei Fremderregung durch die eine, die andere Röhre schon bei 30—40 Proz. niedrigeren Spannungen zu schwingen beginnt, als sie zu selbständigen Schwingen benötigt. Nimmt man an, daß es sich bei den von Scheibe erzeugten Schwingungen um solche der Form „B“ handelt, was auf Grund seiner Anordnung wahrscheinlich ist, so ist die Erweiterung des Schwingungsbereiches leicht zu erklären, indem durch die Fremderregung eine Dämpfungsreduktion stattfindet, die sich naturgemäß entgegengesetzt auswirken muß, wie die im vorhergehenden Paragraphen beschriebene Dämpfungserhöhung.

Bei den vorstehenden Versuchen wurde eine große Zahl der verschiedensten Röhrentypen untersucht. Neben den „Schott“-Röhren konnten jedoch nur mit französischen Kurzwellenröhren der Typen *E 4 M* und *TMC* Elektronenschwingungen der Form *A* und *B* erhalten werden. Die letzte Type ergab als kürzeste Welle 38 cm bei einem Hochfrequenzstrom von 0,12 Amp.

#### § 6. Theorie der Elektronenbewegung im Wechselfeld

Barkhausen und Kurz haben unter vereinfachenden Annahmen eine Formel zur Berechnung der Elektronenfrequenz angegeben. Setzt man bei der Berechnung an Stelle der stationären Bremsfelder die Wechselfelder ein, so ist auch theoretisch eine Änderung der Elektronenbewegung und damit

der Frequenz zu erwarten. Damit ergibt sich eine Formel zur Berechnung der „B“-Schwingungen.

**a) Berechnung der BK-Frequenz aus der Elektronenbewegung im stationären Bremsfeld**

Zunächst wurde unter den gleichen vereinfachenden Annahmen, wie sie Barkhausen-Kurz getroffen haben, die Bewegungsgleichung für ein sich im stationären Zwischenelektrodenfeld bewegendes Elektron aufgestellt. Die volle Periodendauer ergibt sich dann aus der Verweilzeit des Elektrons im Gitter-Anode- und Gitter-Kathoderaum. Beide Räume sollen nach Voraussetzung gleich sein, so daß die Rechnung nur für einen Raum durchzuführen ist.

Voraussetzungen:

1. Anode und Kathode haben das Potential Null.
2. Das Gitter befindet sich mitten zwischen Anode und Kathode, d. h. es ist  $d_a = d_k = d$  (vgl. Fig. 17).

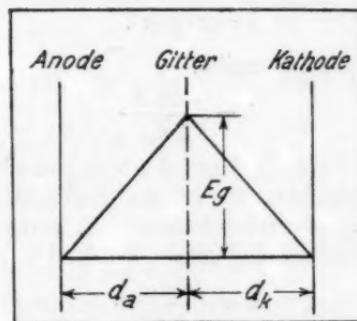


Fig. 17

3. Die Elektroden seien eben.
4. Raumladungen seien vernachlässigt.

Dann ist die Feldstärke im Zwischenelektrodenraum

$$\mathfrak{E} = \frac{E_g}{d}$$

und die Bewegungsgleichung eines Elektrons lautet:

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} -e \cdot \mathfrak{E} = m \cdot \ddot{x} \\ -e \cdot \frac{E_g}{d} = m \cdot \ddot{x}. \end{array} \right.$$

Beachtet man, daß das Elektron zur Zeit  $t = 0$  gerade mit der Geschwindigkeit  $v_0$  in den Raum eintreten soll, und daß in diesem Moment auch  $x = 0$  ist, so erhält man aus (1) durch zweimalige Integration:

$$(2) \quad x = -\frac{e}{m} \frac{E_g}{d} \frac{t^2}{2} + v_0 \cdot t.$$

Setzt man hierin wieder  $x = 0$ , so ergibt sich die Verweilzeit des Elektrons zwischen den Elektroden:

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \tau = \frac{2 \cdot v_0 \cdot d}{\frac{e}{m} E_g} \\ \quad \end{array} \right.$$

und setzt man für  $v_0 \sqrt{2 \frac{e}{m} E_g}$  und  $E_g$  in Volt ein,

$$(4) \quad \tau = \frac{2 \cdot d}{3 \sqrt{E_g} 10^7}.$$

Nun ist die volle Periodendauer  $T$  aber gleich  $2 \cdot \tau$  und daher

$$\lambda = c \cdot 2 \cdot \tau.$$

(4) darin eingesetzt ergibt:

$$(5) \quad \lambda = \frac{4000 \cdot d}{\sqrt{E_g}}.$$

Will man die Formel (5) mit der von Barkhausen-Kurz angegebenen vergleichen, so ist an Stelle des Elektrodenabstandes  $d$  der „Anodendurchmesser“  $d_a$  einzusetzen. Dieser ist aber nach Voraussetzung gleich  $4 \cdot d$  und daher wird

$$\lambda = \frac{1000 \cdot d_a}{\sqrt{E_g}}.$$

In dieser Form ist die Gleichung mit der von Barkhausen-Kurz identisch (vgl. Einleitung, Abschnitt 3a).

#### b) Berechnung der GM-Frequenz aus der Elektronenbewegung im Wechselfeld

Liegt an den Elektroden ein Schwingungssystem, so wird dasselbe von den Elektronenschwingungen angeregt, und es entsteht zwischen den Elektroden ein Wechselfeld, das sich dem stationären Bremsfeld überlagert. Hier werde die vereinfachende Voraussetzung getroffen, daß die Wechselspannung nur am Gitter liege (vgl. Fig. 18).

In diesem Fall ist die Feldstärke

$$E = \frac{E_0 + E_0 \sin(\omega t + \varphi)}{d}.$$

und die Bewegungsgleichung eines Elektrons lautet nunmehr:

$$(6) \quad -e \cdot \frac{E_0 + E_0 \sin(\omega t + \varphi)}{d} = m \cdot \ddot{x}.$$

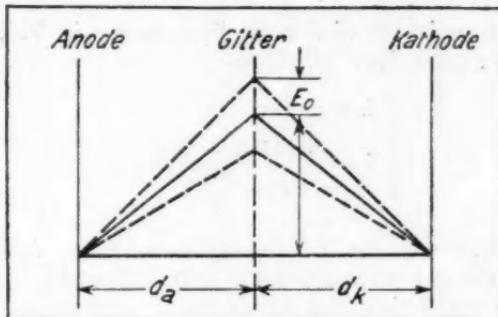


Fig. 18

Analog dem vorhergehenden Fall erhält man:

$$(7) \quad \left\{ \begin{array}{l} x = -\frac{e}{m \cdot d} \cdot E_0 \frac{t^2}{2} + v_0 \cdot t \\ \quad + \frac{e}{m \cdot d} E_0 \left( \frac{\sin(\omega t + \varphi)}{\omega^2} - \frac{t \cdot \cos \varphi}{\omega} - \frac{\sin \varphi}{\omega^2} \right). \end{array} \right.$$

Eine einfache Lösung der Gleichung nach  $t$  ist unter folgenden Voraussetzungen möglich:

1. Die Frequenz des Wechselfeldes ist durch die Elektronenfrequenz gegeben. Setzt man daher in Gl. (7)  $x = 0$ , so erhält man die Zeit  $\tau$ , die der halben Periodendauer entspricht; für diese ist aber gemäß der Voraussetzung

$$\omega \cdot \tau = \omega \frac{T}{2} = \pi.$$

2. Zur Zeit  $t = 0$ , d. h. im Moment des Elektronendurchtritts durchs Gitter, erhält dasselbe eine negative Ladung, da ja der größte Teil der Elektronen auffällt.  $E_0$  hat daher in diesem Moment seinen negativen Maximalwert, d. h. es muß sein:

$$\varphi = -\frac{\pi}{2}.$$

Dann ergibt sich die Dauer einer Halbperiode  $\tau$  zu

$$(8) \quad \tau = \frac{v_0}{\frac{e}{m \cdot d} \left( \frac{E_g}{2} - \frac{2 \cdot E_0}{\pi^2} \right)}.$$

Darin ist

$$v_0 = \sqrt{\frac{e}{m} 2(E_g - E_0)}.$$

Setzt man in (8) wieder die Spannungen in Volt ein, so ergibt sich daraus die Wellenlänge

$$(9) \quad \begin{cases} \lambda = c \cdot 2 \cdot \tau \\ \lambda = \frac{4000 \sqrt{E_g - E_0} d}{E_g - \frac{4 \cdot E_0}{\pi^2}}. \end{cases}$$

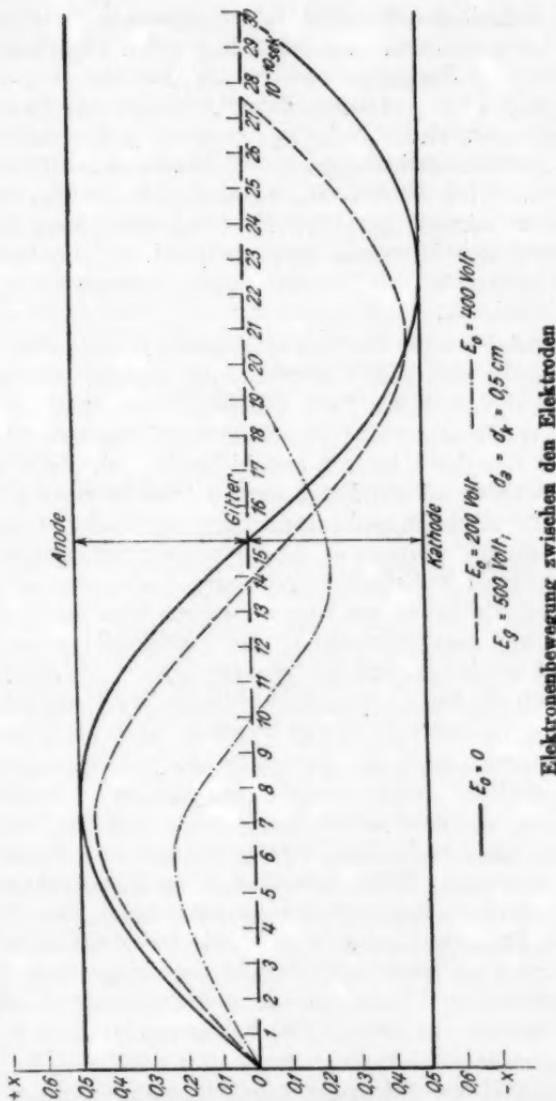
Die Diskussion der Gl. (9) ergibt zunächst, daß sie für  $E_0 = 0$  in die des vorhergehenden Falles übergeht.

Weiter ergibt sich, daß durch das hinzutretende Wechselfeld eine Verkürzung der Wellenlänge stattfindet, wie aus dem folgenden Zahlenbeispiel hervorgeht:

$$E_g = 500 \text{ Volt}; d = 0,5 \text{ cm}.$$

$E_0$	$\lambda$
0	89,5 cm
100	86,9
200	82,5
300	74,6
400	58,8

Setzt man in Gl. (7) verschiedene Werte für  $t$  ein und zwar zweckmäßig ausgehend von  $\omega \cdot t = \pi$ , so läßt sich die Bewegung des Elektrons als Weg/Zeitkurve darstellen. In der Fig. 19 sind diese Bewegungskurven für  $E_0 = 0$ , 200 und 400 Volt dargestellt; man sieht, wie das Elektron eine um so kürzere Strecke zurücklegt und um so früher vor der Anode um und zum Gitter zurückkehrt, je höher  $E_0$  ist. Infolge der getroffenen Voraussetzungen können die Kurven nur qualitativ den Verlauf der Elektronenbewegung wiedergeben. Ein Vergleich mit experimentellen Werten ist nicht durchführbar; auch ist die Größe von  $E_0$  willkürlich gewählt und dürfte im Experiment kaum erreichbar sein.



Elektronenbewegung zwischen den Elektroden

Fig. 19

Auf Grund dieser theoretischen Betrachtungen ist der Mechanismus der „B“-Schwingungen folgendermaßen zu erklären:

Der Schwingungskreis werde von kürzeren nach längeren Wellen hin verstimmt. Zunächst liege seine Eigenwelle weit unterhalb der Erregungsfrequenz der Barkhausen-Kurz-Schwingungen. Es entstehen daher zwischen den Elektroden keine nennenswerten Wechselspannungen und somit liegen „reine“ Elektronenschwingungen im Sinne von Barkhausen-Kurz vor. Wird der Schwingungskreis nun auf die Erregerwelle zu verstimmt, so steigt die Wechselspannung an den Elektroden, der Resonanzkurve entsprechend, bis eine bestimmte Spannung, die als „Anfachungsspannung“ bezeichnet wurde, erreicht ist.

Nunmehr bewirkt das den stationären Bremsfeldern überlagerte Wechselfeld eine Verkürzung der Erregerwelle, so daß sich diese ihrerseits der Resonanz nähert; das hat aber eine weitere Verstärkung des Wechselfeldes zur Folge usw., d. h. es findet ein Aufschaukelprozeß sowohl hinsichtlich der Wechselspannungen als auch der Frequenz statt, welche beide über die Resonanzkurve zusammenhängen. Der Endzustand ist dann erreicht, wenn die Frequenz der Elektronenschwingungen mit der Eigenfrequenz des Schwingungssystems übereinstimmt, denn eine weitere Erhöhung der Erregerfrequenz über die Resonanz hinaus würde eine Schwächung des Wechselfeldes bewirken. Daraus ist ersichtlich, daß die Frequenz der „B“-Schwingungen allein durch die Eigenwelle des Hochfrequenzsystems bestimmt ist und einer Verstimmung des Systems exakt folgen muß.

Liegt andererseits die Eigenwelle des Schwingungskreises oberhalb der BK-Welle, so entsteht zwar auch bei Annäherung an die Resonanz ein Wechselfeld, doch bewirkt dies, im Gegensatz zu vorher, indem es die Erregerwelle verkürzt, eine Entfernung von der Resonanz. Infolgedessen kann ein Aufschaukelprozeß nicht stattfinden. Nur wird bei Annäherung an die Erregerwelle von längeren Eigenwellen her die BK-Welle allmählich verkürzt, und so findet der Verlauf der Frequenzkurve mit seinem sprunghaften Einsetzen einerseits und seinem allmäßlichen Übergang andererseits eine Erklärung.

Zusammenfassend kann als Ergebnis des ersten Teils gesagt werden, daß in der Schaltung von Barkhausen-Kurz zwei verschiedene Arten von Elektronenschwingungen auftreten können, und zwar solche nach Barkhausen-Kurz selbst, wobei die Frequenz durch die stationären Zwischenelektroden-

felder bestimmt wird, und solche nach Gill und Morrell, deren Frequenz exakt mit der Eigenfrequenz des Abstimmensystems übereinstimmt. Zwischen beiden Schwingungsformen herrscht ein stetiger Übergangsbereich, wo die Eigenfrequenz des Schwingungskreises verlassen wird, und ein allmählicher Übergang in die ursprüngliche BK-Frequenz erfolgt. Will man daher „reine“ Schwingungen der einen oder anderen Form haben, so ist das äußere System sorgfältig entsprechend abzustimmen. Das Außerachtlassen dieses Abstimmungsvorgangs dürfte die Ursache sein für mancherlei Unstimmigkeiten, die von verschiedenen Autoren angegeben werden. Dabei ist zu beachten, daß bereits die Zuleitungen sowie das Elektroden-System in der Röhre ein schwingungsfähiges System darstellt und imstande ist, GM-Schwingungen zu erregen. Hierauf wird im Teil II weiter eingegangen werden.

## **II. Gleichtartige Elektronenschwingungen verschiedener Frequenz**

### **§ 1. Die Versuchsapparatur**

Um zur Erzeugung möglichst hoher Frequenzen den Bereich der GM-Schwingungen zu erweitern bzw. ihren Einsatz nach kurzen Wellen hin zu verschieben, ist es nach den bisherigen Ausführungen erforderlich, erstens, daß die „Anfachungsspannung“ gering gehalten wird, was durch Dämpfungsverminderung des gesamten Schwingungssystems zu geschehen hat, zweitens, daß die Wechselspannungen zwischen den Elektroden einen möglichst hohen Wert erreichen. Dies ist durch die Wahl des Verhältnisses  $C/L$  zu erzielen. Ist für den ersten Punkt das ganze Schwingungssystem maßgebend, so kommt für den zweiten nur das in  $\frac{1}{4}\lambda$  schwingende freie Ende in Betracht, das zum größten Teil aus den Röhrenelektroden gebildet wird. Zunächst sollen die Radialabmessungen der Elektroden, die ja neben den Betriebsspannungen maßgebend sind für den Frequenzbereich der BK-Schwingungen, unverändert bleiben. Unter dieser Bedingung ist aber eine Verkleinerung der Kapazität nur durch Verkürzung in axialer Richtung möglich.

Geeignete Röhren sind fertig nicht erhältlich. Um daher auch späterhin jedes beliebige Röhrensystem untersuchen zu können, wurde eine Anordnung benutzt, bei der mittels eines Glasschliffes das Röhreninnere zugänglich war. Wie die

Fig. 20 zeigt, wird das Elektrodensystem von einem Glasrähmchen getragen, welches über einen Quetschfuß mit den erforderlichen Platindurchführungen mit einem Normalschliff verblasen ist. So kann das Elektrodensystem vakuumdicht in

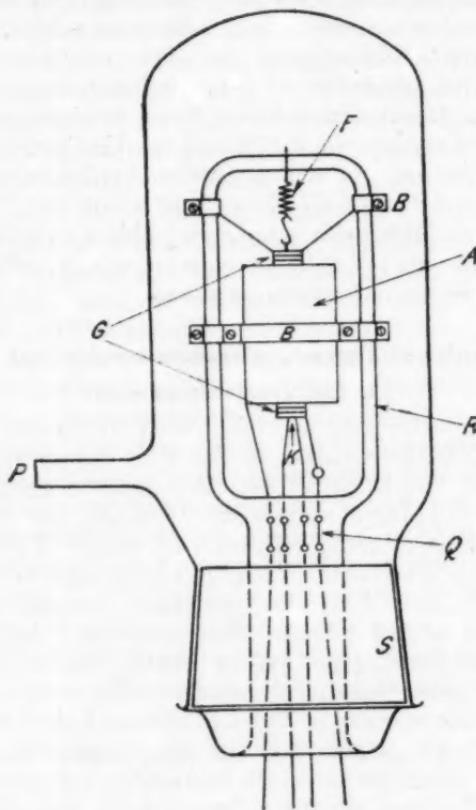


Fig. 20

ein mit einer Pumpe in Verbindung stehendes Glasgefäß eingesetzt werden. Zur Dichtung des Schliffes wurde Picein benutzt, welches durch eine Bandage aus feuchter Watte kalt gehalten wurde. Als Pumpe stand eine zweistufige Stahldiffusionspumpe der Firma Leybold zur Verfügung. Exakte Vakuummessungen wurden nicht vorgenommen, lediglich zur

Kontrolle der Pumpe war ein Geisslerröhrchen an die Apparatur angesetzt. Das erreichte Vakuum lag jedoch bei allen Versuchen unter  $10^{-5}$  mm Hg.

Die Aufhängung der Elektroden in dem Glasmäppchen geschah zunächst mittels Bindedrähten. Dieselben lockerten sich jedoch während des Ausheizens und wurden durch Kupferbandagen mit Stahlschrauben ersetzt. Als Material wurde für die Anode Elektrolytkupfer, für das Gitter Molybdändraht benutzt. Das Gitter bestand, den „Schott“-Röhren entsprechend, aus 4 quadratisch angeordneten Längsdrähten, welche zur Befestigung und Stromzufuhr nach beiden Seiten über die eigentliche Elektrode hinausragten. Durch Verschweißen im elektrischen Lichtbogen wurde dem Gerüst die erforderliche Festigkeit verliehen; darauf wurde es mit einer Bewickelung aus 0,08 mm starkem Molybdändraht versehen. Der Heizdraht bestand aus Wolfram von 0,15 mm Durchmesser und wurde mit 4 Amp. maximal belastet. Dementsprechend war die Lebensdauer der Kathode nur gering, so daß in jeder Versuchsreihe ein neuer Faden eingezogen werden mußte.

Das Ausheizen der Elektroden geschah in der üblichen Weise durch Elektronenbombardement. Da in der Bremsfeldschaltung das Gitter naturgemäß am stärksten erhitzt wird, hat es doch annähernd den ganzen Emissionsstrom aufzunehmen, wurde auch beim Ausheizen die Hochspannung an dasselbe gelegt.

Die Fig. 21 auf Taf. III gibt die vollständige Versuchsanordnung im Lichtbild wieder. Die Meßvorrichtungen, Stromquellen und das äußere Schwingungssystem sind bereits im ersten Teil besprochen worden.

#### **§ 2. BK- und GM-Schwingungen verschiedener Frequenz**

Bei dem zunächst untersuchten Elektrodensystem war die Elektrodenlänge auf 30 mm verringert (Fig. 22, Taf. IV). Im übrigen entsprach es völlig der „Schottischen N-Röhre“, d. h. der Anodendurchmesser betrug 18 mm, der Gitterquerschnitt  $6 \times 6$  mm. Der Heizfaden war V-förmig und wurde durch eine Feder straff gehalten. Den Verlauf der Frequenz in Abhängigkeit von der Abstimmung des äußeren Systems zeigt die obere Kurve der Fig. 23. Sie läßt erkennen, daß die infolge der geringeren Kapazität erwartete Verschiebung des Einsatzpunktes für die GM-Schwingungen nicht eintritt, sondern daß die

prozentuale Änderung der Wellenlänge an der Übergangsstelle mit den früher beobachteten Werten übereinstimmt. Dies Ergebnis steht im Widerspruch zur Theorie, es erhebt sich jedoch die Frage, ob ein unmittelbarer Vergleich einer fertigen „Schott“-Röhre mit dem hier benutzten System statthaft ist; so kann allein die durch die dünnen Molybdändrähte ver-

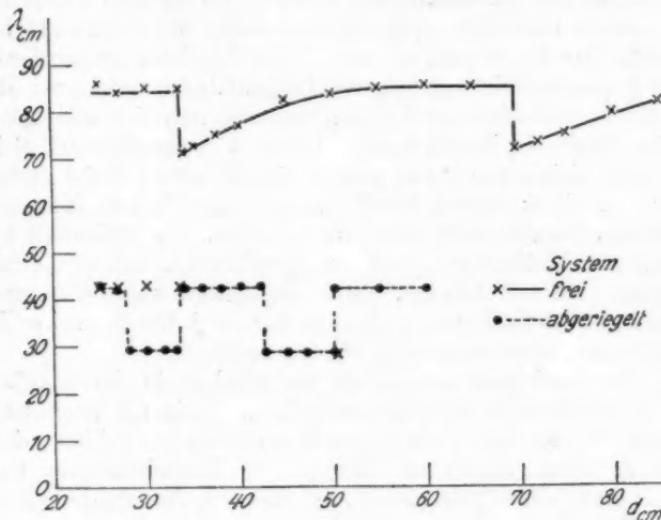


Fig. 23

ursachte Dämpfungsvergrößerung eine Rückverlagerung der Übergangsstelle bewirken.

Von weitaus größerem Interesse ist aber der Umstand, daß, wie es bereits früher vereinzelt beobachtet wurde (Fig. 10), außer der Grundwelle im ersten Bereich der BK-Schwingungen eine zweite, höhere Frequenz auftritt. Im zweiten Bereich der BK-Schwingungen wurde diese Frequenz jedoch nicht mehr gefunden, obwohl der horizontale Verlauf der Frequenzkurve „reine“ BK-Schwingungen erkennen läßt. Es trat daher die Frage auf, ob hier überhaupt reine Elektronenschwingungen im Sinne von Barkhausen und Kurz möglich sind, oder ob nicht durch ein noch so geringes Wechselfeld zwischen den Elektroden eine Steuerung der Elektronenbewegung stattfindet. Um eine Schwingungsmöglichkeit der Elektroden in

$\frac{1}{4}\lambda$ , und damit jede Wechselspannung zu unterdrücken, wurde Gitter und Anode auf die aus Fig. 24, Taf. IV ersichtliche Weise durch 2 Vakuumkondensatoren von etwa 100—200 cm überbrückt. Durch diese Maßnahme sollte das äußere System bzw. die Zuleitungen vollkommen abgeriegelt werden.

Die nunmehr unter den gleichen Versuchsbedingungen aufgenommene  $\lambda = f(d)$ -Kurve ist in die Fig. 23 gestrichelt eingezeichnet. Die ursprünglich vorherrschende „längere“ Elektronenwelle ist nun nicht mehr zu finden, dafür tritt jedoch die Elektronenschwingung höherer Frequenz stark hervor. Außerdem ist eine weitere Schwingungsform noch höherer Frequenz zu beobachten. Daß die nunmehrige „längere“ Welle mit der „kürzeren“ der vorigen Kurve identisch ist, beweist die Übereinstimmung ihrer Frequenzen. Die neue „kürzere“ Welle ist dagegen als *neue GM-Schwingung* anzusprechen, nur daß das Elektrodensystem jetzt nicht mehr in  $\frac{1}{4}\lambda$ , sondern in  $\frac{1}{2}\lambda$  schwingt, und daß seine Eigenwelle durch die beiden Blockierungskondensatoren, die festliegende Knotenpunkte bilden, konstant ist. Aus diesem Grunde vermag das äußere System auch die Frequenz der GM-Schwingungen nicht mehr zu beeinflussen, sondern bewirkt nur, vermutlich infolge Energieentziehung in Resonanznähe, den Übergang in den einen oder anderen Schwingungsbereich.

Ist die Vorstellung von einer Erregung des Elektroden-systems in  $\frac{1}{2}\lambda$  richtig, so müssen bei weiterer Erhöhung seiner Eigenfrequenz die GM-Schwingungen verschwinden. Die Vakuumkondensatoren von Loewe machten infolge ihrer langgestreckten Form eine hinreichende Verkleinerung unmöglich. Es wurden daher besondere Kondensatoren aus Kupferplatten mit Glimmerzwischenlage angefertigt. Die Fig. 25, Taf. IV zeigt ein Elektrodensystem von 20 mm Länge, durch zwei der neuen Metallkondensatoren überbrückt. Bei diesem System traten GM-Schwingungen nicht mehr auf, sondern nur die „kürzere“ BK-Schwingung. Es zeigte sich, daß allein der äußere Kondensator zur Unterdrückung der GM-Schwingungen ausreichte; dabei übt das äußere System einen bedeutenden Einfluß auf die Schwingungsintensität aus. Ferner wurde beobachtet, daß die „kürzeren“ BK-Schwingungen sich in gleicher Weise mit den Betriebsspannungen ändern, wie die „längerer“: Sie müssen also ihrer Natur nach eng miteinander verwandt sein.

Das gleichzeitige Auftreten von Elektronenschwingungen zweier verschiedener Frequenzen ist schon von Scheibe angegeben worden (a. a. O. 9). Er versucht allerdings, die „kürzeren“ Wellen als Oberschwingungen der „längerer“ zu deuten, findet jedoch experimentell eine starke Abweichung vom Verhältnis 2. Auch Schaefer und Merzkirch beschreiben einen Fall (a. a. O. 22), bei dem unter bestimmten Bedingungen plötzlich an Stelle der erwarteten Grundwelle die Oberwelle auftrat. Vergleicht man im vorliegenden Fall beide Frequenzen, so ergibt sich auch hier ein Verhältnis von nahezu 2. Später wird jedoch gezeigt werden, daß dieser Wert nur als Zufallsergebnis zu bezeichnen ist.

### § 8. Die Einsatzbedingungen für die „kürzeren“ und „längeren“ BK-Schwingungen

Nachdem erwiesen ist, daß sich GM-Schwingungen von den „kürzeren“ BK-Schwingungen als Ausgangsfrequenz ebenso erregen lassen wie von den „längeren“, ist es für die Erzeugung höchster Frequenzen von Bedeutung, die Bedingungen festzustellen, unter denen der eine oder andere Frequenzbereich auftritt.

Bei der großen Zahl aller frequenzmaßgebenden Faktoren kam es darauf an, die Variationsmöglichkeiten tunlichst einzuschränken. Aus diesem Grunde wurden auch hier noch die Radialabmessungen der Elektroden zunächst beibehalten. Danach bleibt als einziger variabler Faktor — abgesehen von den Betriebsbedingungen — noch die Durchlässigkeit des Gitters übrig.

Zunächst wurde ein grobmaschiges Gitter untersucht, bestehend aus einer Spirale aus 0,45 mm starkem Wolframdraht mit 14 Windungen auf 20 mm Länge. Ihr Durchmesser war gleich der Kantenlänge der bisher benutzten Gitter von 6 mm. Es ergab sich, daß nur GM-Schwingungen geringerer Frequenz erhalten wurden. Die Intensität der BK-Schwingungen war zu gering, als daß eine Wellenmessung möglich war. Lediglich ihr Auftreten konnte mit Hilfe einer abschirmenden und reflektierenden Blechtafel an geringen Galvanometerbewegungen festgestellt werden. Auch deutete das Abbiegen der Frequenzkurve auf BK-Schwingungen von 76 cm Länge hin.

Treten die Elektronenschwingungen bei einem grobmaschigen Gitter nur schwach auf, so ist umgekehrt zu er-

warten, daß sie durch ein feinmaschiges Gitter, welches ja auch das Hauptmerkmal der „Schott“-Röhren bildet, begünstigt werden. Es wurde daher in das gleiche Anodensystem ein Gitter eingebaut, das mit 15 Windungen pro Zentimeter Länge versehen war, während die Schottröhren durchschnittlich 8–10 Wdgen/cm aufweisen. Unter den gleichen Betriebsverhältnissen traten hier die „kürzeren“ Elektronenschwingungen stark hervor, ja, die „längerer“ BK-Schwingungen konnten überhaupt nicht mehr festgestellt werden. Waren ferner bei allen bisherigen Untersuchungen die GM-Schwingungen von höherer Frequenz als die ursprünglichen BK-Schwingungen, so trat hier der umgekehrte Fall ein. Dies berechtigt zu der Annahme, daß die „längerer“ BK-Schwingungen, wenn auch noch so schwach, immer noch vorhanden sein müssen. Nur können sich die GM-Schwingungen aus dem Grund allein mit der geringeren Frequenz erregen, weil der Schwingungszustand der Elektroden in  $\frac{1}{4}\lambda$  vorgeschrieben ist. Danach steht die Erscheinung mit den bisherigen Beobachtungen und der Theorie nicht im Widerspruch.

Zur genaueren Untersuchung, wie sich unter verschiedenen Betriebsbedingungen die beiden Frequenzen auf dem gesamten Schwingungsbereich verteilen, wurde so verfahren, daß ein und dasselbe Elektrodensystem nacheinander mit verschiedenen Gitterwindungszahlen versehen und über einen Spannungsbereich bis 500 Volt untersucht wurde. Zunächst wurde die „höhere“ und „tiefere“ Frequenz jeweils durch Abstimmung des äußeren Systems eingestellt. Machte hierbei die Messung der „kürzeren“ Welle keinerlei Schwierigkeiten, so zeigte sich, daß die „längere“ Welle nicht mit Sicherheit als „reine“ BK-Schwingung einzustellen war, sondern stets noch vom äußeren System abhing. Darum wurde das System, wie es in Fig. 25, Taf. IV dargestellt ist, durch 2 Blockkondensatoren abriegelt. Bereits ohne diese Abriegelung war beobachtet worden, daß die „kürzeren“ BK-Schwingungen um so früher aufraten, je engmaschiger das Gitter war. Diese Beobachtung wurde mit dem abriegelten System bestätigt. Die Fig. 26 zeigt hierfür die beiden Frequenzen als Funktion der Gitterspannung. Ist bei 6 Wdgen/cm ausschließlich die „längere“ Welle vorhanden, so tritt bei 12 Wdgen/cm bei  $E_g = 260$  Volt die „kürzere“ Welle auf, die bei 22 Wdgen/cm schon bei 150 Volt einsetzt. Daneben

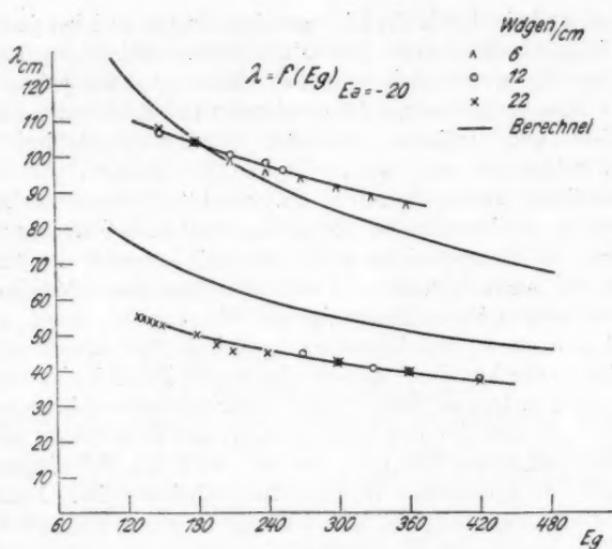


Fig. 26

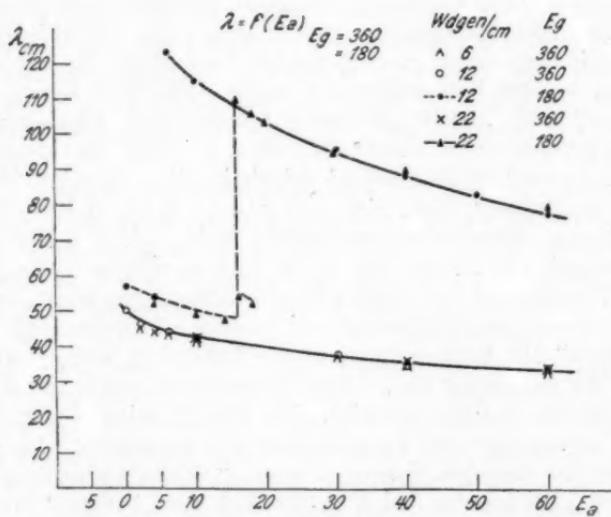


Fig. 27

tritt die „längere“ Welle allerdings noch bis 180 Volt zusammen mit der „kürzeren“ auf. Ersichtlich setzt also die „kürzere“ Welle um so leichter ein, je engmaschiger das Gitter ist.

Einen abweichenden Verlauf zeigt allerdings die  $\lambda = f(E_a)$ -Kurve der Fig. 27. Da die „längerer“ Wellen bei  $E_a = 360$  Volt nicht mehr deutlich auftraten, wurden die Messungen mit einer geringeren Gitterspannung von 180 Volt wiederholt. Nunmehr tritt die „kürzere“ Welle schon bei geringen Anodenspannungen auf, um mit zunehmender Spannung in die „längere“ umzuspringen. Es darf daher nicht ohne weiteres geschlossen werden, daß die „kürzere“ Welle allgemein um so früher auftritt, je höher die Frequenz der „längerer“ bei der gleichen Gitterwindungszahl ist. Bei dem Versuch, eine möglichst kurze BK-Welle zu erzeugen, wurde die Gitterspannung auf 480 und die Spannung an der Anode auf — 100 Volt erhöht; dabei trat plötzlich, völlig abweichend vom Kurvenverlauf, eine Welle von 18,1 cm auf, welche als die Eigenwelle des abgeriegelten Systems und somit als GM-Schwingung anzusprechen ist. Dies konnte dadurch erwiesen werden, daß sie sich bei geringen Variationen der Spannungen nicht änderte.

Betrachtet man das Verhältnis der „längerer“ und „kürzener“ Welle in den Figg. 26 und 27, so ergeben sich beträchtlich von 2 abweichende Werte. Damit ist nunmehr eindeutig festgestellt, wie es ja auch Scheibe schon betont, daß die „kürzere“ Welle keinesfalls als Oberschwingung der „längerer“ aufzufassen ist, wie es nach den ersten Beobachtungen den Anschein hatte. Vielmehr ist das dort gefundene Verhältnis als Zufall zu bezeichnen, was durch folgende Beobachtung noch bestärkt wird: In einem Fall, nämlich bei  $E_a = 180$  Volt und 22 Wdgen/cm war es nämlich möglich, beide Wellen gleichzeitig zu erhalten (Fig. 27). Aus dem Kurvenverlauf der „kürzeren“ Welle ergibt sich aber, daß dieselbe in dem Bereich von 16—18 Volt  $E_a$  genau in die Oberschwingung der längeren Welle übergeht, von dieser gewissermaßen „mitgenommen“ wird. Nur in diesem Fall darf die „kürzere“ als Oberschwingung der „längerer“ Welle bezeichnet werden.

#### § 4. Theoretische Betrachtungen

Die Tatsache, daß die Durchlässigkeit des Gitters für das Auftreten der „längerer“ oder „kürzener“ BK-Schwingung von solcher Bedeutung ist, führt zu folgender Erklärung:

Barkhausen-Kurz sowie Scheibe setzen in ihrer Theorie voraus, daß die von der Kathode emittierten Elektronen durchs Gitter hindurchfliegen und in das Bremsfeld der Anode geraten. Unmittelbar vor der Anode, bzw. bei negativer Anode in der Potentialnullfläche, gelangen sie zur Ruhe und werden in umgekehrter Richtung zum Gitter hin beschleunigt. Sie durchfliegen dasselbe ein zweites Mal, gelangen in das Bremsfeld der Kathode, wo sie wieder umgekehrt und zum Gitter zurückgetrieben werden. Darauf können sie dieses wiederum durchfliegen, worauf sich der ganze Vorgang wiederholt. Diese gesamte Bewegung der Elektronen im Gitter-Anode- und im Gitter-Kathoderaum ist für die Frequenz der BK-Schwingungen maßgebend, wie durch die gute Übereinstimmung mit den errechneten Werten hinreichend erwiesen ist. Die Elektronen vermögen danach beliebig oft um das Gitter „herumzupendeln“, bis sie schließlich einmal auf das Gitter aufprallen und abgeleitet werden. Wie oft dabei im Durchschnitt ein einzelnes Elektron oder eine Gruppe von Elektronen das Gitter passiert, darüber lassen sich noch keine Angaben machen. Es läßt sich nur das sagen, daß, betrachtet man eine bestimmte von der Kathode emittierte Gruppe von Elektronen, sich deren Zahl beim Durchgang durchs Gitter jedesmal verringern muß, weil immer ein bestimmter Prozentsatz von den Gitterdrähten aufgefangen wird. Ungedämpfte Schwingungen können dann nur so aufrecht erhalten werden, daß die vom Gitter aufgefangenen Elektronen jeweils von der Kathode nachgeliefert werden. Bei dieser Vorstellung ist allerdings die Vorstellung eines periodischen Elektronendurchtritts durchs Gitter unerlässlich, wie ihn auch Barkhausen und Kurz voraussetzen, wenn sie von einer „gewissen Ordnung“ der Elektronenbewegung sprechen.

Ein großer Teil der von der Kathode emittierten Elektronen wird freilich schon nach dem erstmaligen Durchlaufen des Gitter-Kathoderaumes nicht durch die Gittermaschen hindurchfliegen, sondern auf die Gitterdrähte aufprallen. Diese Elektronen geben ihre ganze Energie an das Gitter ab: Für die Schwingungserzeugung kommen sie nicht mehr in Frage.

Anders verhält es sich mit den Elektronen, die zwar im Gitter-Anoderaum umgekehrt werden, aber nicht ein zweites Mal durchs Gitter hindurchtreten. Diese sind zufolge ihrer diskontinuierlichen Bewegung im Bremsfeld der Anode zur

Energielieferung und Schwingungserzeugung befähigt. Ihre Frequenz ist aber allein durch ihre Verweilzeit im Gitter-Anoderaum bestimmt und muß darum höher sein, als die der im Anode-Kathoderaum sich abspielenden BK-Schwingung.

Auf Grund dieser Vorstellung vom Mechanismus der Elektronenschwingungen höherer Frequenz ist ohne weiteres verständlich, daß die Durchlässigkeit des Gitters das Hervortreten der einen oder anderen Schwingungsform veranlaßt. Denn je engmaschiger das Gitter ist, um so geringer wird der jeweils durch dasselbe hindurchtretende Prozentsatz an Elektronen sein. Bei einem engmaschigen Gitter findet daher keine Pendelbewegung der Elektronen um das Gitter, sondern nur im Gitter-Anoderaum statt, und es treten nur die „kürzeren“ Wellen auf, wie dies innerhalb des untersuchten Spannungsbereiches bestätigt werden konnte.

Schon Scheibe betrachtet getrennt die Verweilzeiten der Elektronen im Gitter-Anode- und im Gitter-Kathoderaum, ohne indessen obige Konsequenz zu ziehen. Seine Formel zur Berechnung der Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{4 \cdot e \cdot r_1}{\sqrt{2 \frac{e}{m} E_g 10^8}} (f(x) + g(x))$$

geht von einer getrennten Behandlung der Vorgänge in beiden Räumen aus, wobei sich die Funktion  $f(x)$  auf den Kathoden- und  $g(x)$  auf den Anodenraum bezieht. Damit besteht die Möglichkeit, die beiden Teilstufen getrennt zu errechnen. Für das untersuchte System ist dies durchgeführt, und das Ergebnis ist in die Fig. 26 eingezeichnet. Ersichtlich weisen schon die „längeren“ Wellen eine erhebliche Abweichung von den experimentellen Werten auf; eine quantitative Übereinstimmung der kürzeren Welle ist danach nicht zu erwarten, so daß auf diesem Wege ein Beweis obiger Anschaugung vom Mechanismus beider Schwingungen nicht zu erbringen ist. Abweichungen vorliegender Größenordnung zwischen den nach Scheibe errechneten und den gemessenen Werten sind auch von anderen Seiten festgestellt worden, und es ist des öfteren in der Literatur auf die Notwendigkeit einer Korrektur der Scheibeschen Formel hingewiesen. Bisher ist aber nur von Kapzov und Gwosdower (a. a. O. 17) ein exakter Ansatz zur Einführung der von Scheibe vernachlässigten Raumladung

gemacht worden. Die Korrektur ist jedoch nicht von der Größenordnung, daß sie die vorliegende Abweichung zu erfassen vermöchte.

### § 5. Experimentelle Prüfung

Die Wellenlänge der BK-Schwingungen, die sich im Anode-Kathoderaum abspielen, sei mit  $\lambda_{AK}$  bezeichnet; sie setzt sich, wie bereits näher erläutert wurde, aus 2 Teiltvorgängen, nämlich der Elektronenbewegung im Gitter-Anoderaum, deren Welle  $\lambda_{AG}$  sei, und im Gitter-Kathoderaum,  $\lambda_{GK}$ , zusammen, wobei gilt:

$$\lambda_{AK} = \lambda_{GK} + \lambda_{AG}.$$

Erzeugt und gemessen werden können nur die Wellen  $\lambda_{AK}$  und  $\lambda_{AG}$ ,  $\lambda_{GK}$  dagegen kann physikalisch nicht auftreten, wenigstens nicht in der normalen Dreielektrodenröhre, denn Voraussetzung ist, daß Elektronen in umgekehrter Richtung, d. h. von der Anode zur Kathode hinfliegen. Dann ist aber im Gitter-Anoderaum bereits die Frequenz AG erregt worden, so daß nun nur die Summe beider, nämlich die BK-Schwingung auftreten kann. Der Umstand, daß beide Wellen nur in einem ganz geringen Bereich gleichzeitig auftreten, wird gerechtfertigt durch die Annahme, daß der Elektronendurchtritt durchs Gitter kein gleichmäßiger ist, sondern daß sich die Elektronen „in gewisser Ordnung“, und zwar nicht nur synchron, sondern auch konphas bewegen; andernfalls müßte, da ja in allen Fällen ein Teil der auf das Gitter zufliegenden Elektronen aufgefangen wird, die „kürzere“ Welle stets mit der „längerem“ zusammen auftreten.

Experimentell ermitteln läßt sich  $\lambda_{GK}$  indirekt, nämlich aus der Differenz der „längerem“ und „kürzeren“ Welle, denn es ist nach obiger Gleichung:

$$\lambda_{GK} = \lambda_{AK} - \lambda_{AG}.$$

Nun muß aber, konstante Betriebsbedingungen vorausgesetzt,  $\lambda_{GK}$  ausschließlich von den Dimensionen des Gitter-Kathoderaumes abhängig sein, wie dies ja auch in der Theorie von Scheibe zum Ausdruck kommt. Ändert man daher allein die Abmessungen des Gitter-Anoderaumes, z. B. durch Vergrößerung des Anodenzyinders, so ist lediglich eine Änderung von  $\lambda_{AG}$  und  $\lambda_{AK}$  zu erwarten, während ihre Differenz,  $\lambda_{GK}$ , konstant bleiben muß.

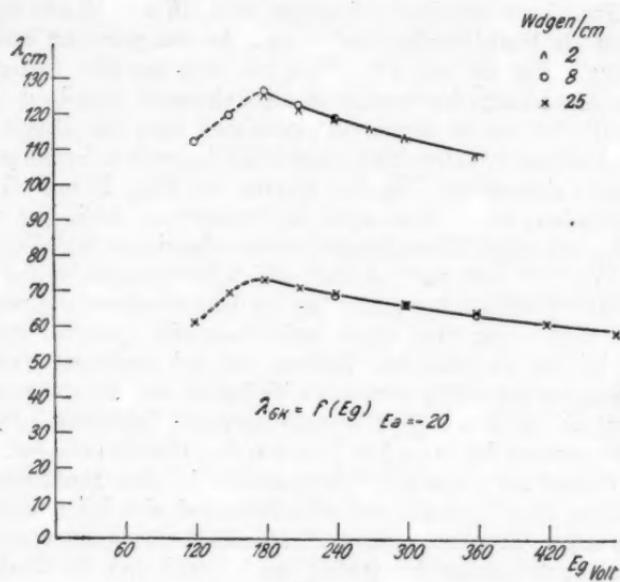


Fig. 28

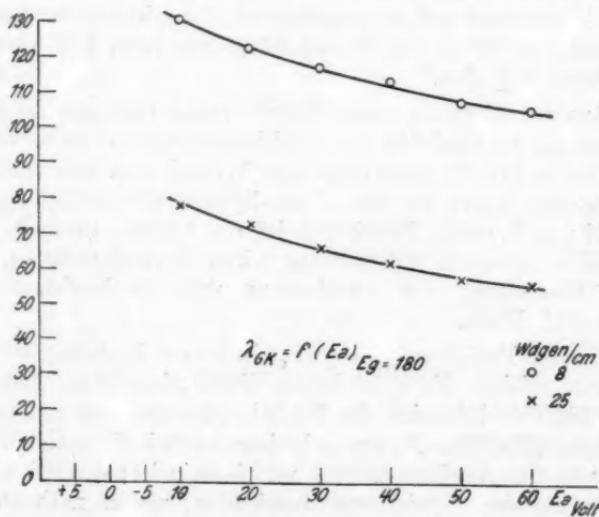


Fig. 29

Für einen Anodendurchmesser von 18 mm liegen beide Wellen als Funktion der Gitter- und Anoden Spannung bereits vor (vgl. Figg. 26 und 27). Es wurde nun dasselbe Gitter in einen Anodenzyylinder von 26 mm Durchmesser eingebaut und ebenfalls bei verschiedenen Gitterbewickelungen die „längerer“ und „kürzeren“ Wellen über einen möglichst weiten Spannungsbereich aufgenommen. In den Kurven der Figg. 28 und 29 ist das Ergebnis dieser Messungen wiedergegeben. Auch hier war das System durch 2 Blockkondensatoren abgeriegelt (vgl. Fig. 30, Taf. IV), so daß nur „reine“ BK-Schwingungen auftreten könnten. Trotz starker Änderung der Gitterbewickelung waren beide Wellen nur über einen verhältnismäßig geringen Spannungsbereich zu erhalten. Zudem trat bei niedrigen Gitterspannungen ein völlig anormales Verhalten der Frequenz auf, indem die Wellenlänge mit zunehmender Spannung größer wurde, um erst bei etwa 180 Volt den der Theorie entsprechenden Verlauf zu nehmen. Wahrscheinlich ist dies abweichende Verhalten dem Umstand zuzuschreiben, daß sich bei niedrigen Spannungen, also bei geringen Elektronengeschwindigkeiten die Raumladung stärker bemerkbar macht, und daß ihr Einfluß auf die Frequenz vor allem in dem großen Gitter-Anoderaum derartige Bedeutung gewinnt. Die „längere“ Welle konnte über einen hinreichenden Spannungsbereich erst erhalten werden, als sich auf dem Gitter von 20 mm Länge nur noch 4 Windungen insgesamt befanden.

Aus der Differenz beider Kurven erhält man nun für jedes System  $\lambda_{GK}$  als Funktion der Betriebsspannungen. Dabei ergibt sich der in Fig. 31 wiedergegebene Verlauf, und zwar gilt die ausgezogene Kurve für das 18 mm-System, die gestrichelte für das 26 mm-System. Ersichtlich ist die Übereinstimmung der in beiden Systemen auftretenden Gitter-Kathodewelle — eine volle Bestätigung der Anschauung vom Mechanismus der „kürzeren“ Welle.

Um die Funktion  $\lambda_{GK} = f(E_a)$  in beiden Systemen zu vergleichen, reichen die gefundenen Werte nicht aus. Nur für  $E_a = 180$  Volt läßt sich die Funktion für das zweite System auftragen (Fig. 32). Daraus geht hervor, daß die GK-Schwingung von der Anoden Spannung unabhängig ist; deren Einfluß ist also auf den Anodenraum beschränkt, wie es nach obiger Theorie zu erwarten war.

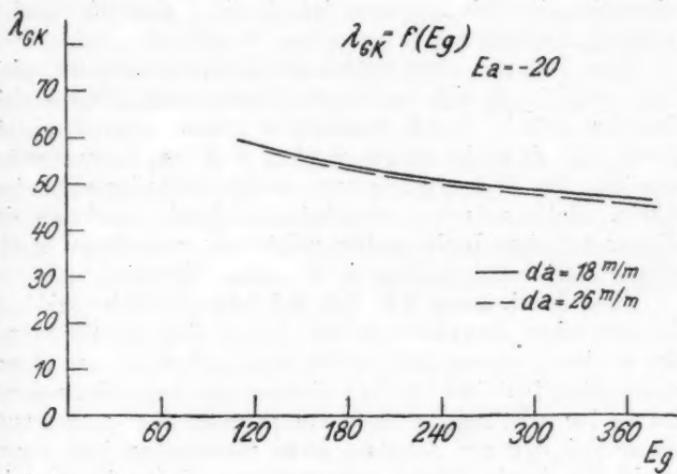


Fig. 31

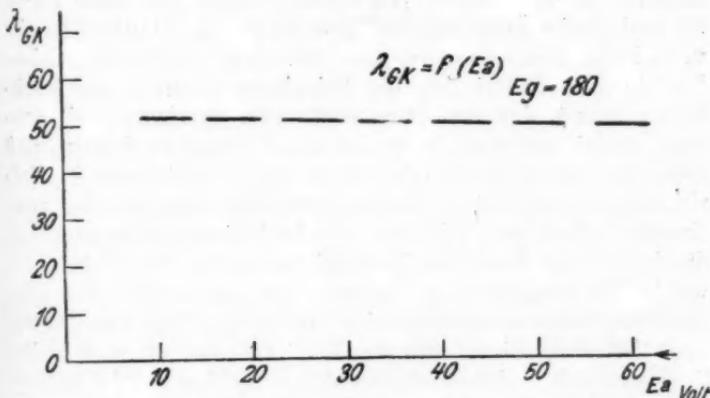


Fig. 32

### § 6. Ein kontinuierliches Wellenspektrum

Bei dem System mit einem Anodendurchmesser von 26 mm traten bei 2 Windungen auf den Zentimeter Gitterlänge die „kürzeren“ Wellen überhaupt nicht mehr auf; auch die längeren Wellen erstreckten sich nur über einen verhältnismäßig geringen Spannungsbereich. Bei  $E_g = 400$  Volt ver-

schwanden die Schwingungen jedoch nicht plötzlich, sondern es wurde folgende Erscheinung beobachtet:

Eine Wellenmessung mittels des Lechersystems war nicht mehr möglich, da sich bestimmte Maxima oder Minima nicht einstellen ließen. Durch Abschirmen mittels einer Blechtafel konnte jedoch nachgewiesen werden, daß der Galvanometerausschlag im Lechersystem von Oszillatorschwingungen hörte. Hatte es zuvor zunächst den Anschein, als ob sich Minima auf dem Lechersystem zeigten, so verschwanden dieselben sofort bei dem Versuch, sie scharf einzustellen.

Diese Erscheinung läßt sich auf folgende Weise erklären: Betonen schon Barkhausen und Kurz, daß die Elektronen eine gewisse Ordnung in ihrer Bewegung haben müssen, worauf insbesondere Zilitinkewitsch hinweist, der sogar als Analogon das mechanische Beispiel einer Pumpe anführt, so neigen auch neuere Arbeiten zur Annahme eines periodischen Elektronendurchtritts durchs Gitter. Geregelt wird dieser Zustand im Innern der Röhre entweder durch die Wechselpotentiale an den Elektroden, wie bei den GM-Schwingungen, oder aber durch die periodische Änderung der Raumladung (Zilitinkewitsch; v. d. Pol). Fehlt diese „gewisse Ordnung“ aus irgendwelchen Ursachen, so ändert sich der Schwingungszustand der Elektronen derart, daß ihre Bewegung weder synchron noch konphas erfolgt, und man kann sich den Vorgang so denken, daß jedes einzelne Elektron oder die in den verschiedenen Radialrichtungen emittierten Elektronenwolken unbeeinflußt voneinander schwingen. Die Frequenz ist in jedem einzelnen Fall durch die verschiedenen Radialabmessungen der Röhre, als welche Unsymmetrien im Aufbau, vor allem aber das quadratische Gitter anzuführen sind, festgelegt. Auf diese Weise kann innerhalb eines geringen Bereiches ein kontinuierliches Spektrum elektrischer Wellen entstehen, welches sich im Lecher-system auf die beschriebene Weise bemerkbar macht. Die Unstabilität der Erscheinung machte eine Aufnahme der Energieverteilung auf den Lecherdrähten unmöglich.

#### § 7. GM-Schwingungen höherer Frequenz

Ist somit erwiesen, daß die „kürzeren“ BK-Schwingungen eine Sonderform von Elektronenschwingungen darstellen, ist es nicht verwunderlich, wenn sie, analog den „längeren“ Schwingungen, einer Beeinflussung durch Wechselfelder zwischen den

Elektroden unterliegen, und so zu einer zweiten Art von GM-Schwingungen führen. Dies geht auch aus den theoretischen Betrachtungen des § 6 im ersten Teil hervor, die im Gitter-Anoderaum allein ebenso gelten, wie im gesamten Anode-Kathoderaum.

In dem Bestreben, auf diesem Wege möglichst hohe Frequenzen zu erzeugen, wurde ein System gebaut, bei welchem die Elektroden in  $\frac{1}{2}\lambda$  erregt werden, und wobei sich der Schwingungskreis zum Teil im Inneren der Röhre befindet (Fig. 33, Taf. V). Ist der eine eine Schwingungsknoten jeweils durch

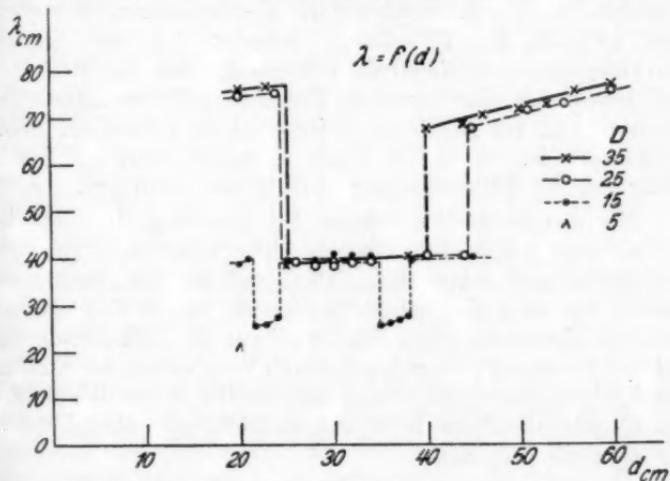


Fig. 34

die Lage des Innenkondensators festgelegt, so kann der andere von außen durch Verschieben der Brücke auf den Paralleldrähten verlagert werden. Die Radialabmessungen der Röhre selbst wurden wieder beibehalten. Fig. 34 zeigt die Frequenzkurven für konstante Betriebsspannungen von 360 und -20 Volt. Als Parameter ist  $D$ , die Länge des Drahtsystems innerhalb der Röhre, aufgetragen. Ersichtlich können je nach dem Abstimzungszustand des ganzen Systems GM-Schwingungen geringerer oder höherer Frequenz auftreten. Allerdings scheinen die Abstimmverhältnisse bei den „kürzeren“ GM-Schwingungen nicht mehr so günstig zu liegen, wie für die „längeren“, sonst müßte die GM-Frequenz bei  $D = 15$  mm über einen größeren

Bereich erhalten bleiben und allmählich in die BK-Frequenz übergehen. Bei  $D = 5$  mm konnten nur für ein  $E_g$  von 480 und  $E_a$  von -40 Volt GM-Schwingungen erhalten werden; ihre Wellenlänge war 21,7 cm, doch war die Intensität so groß, daß eine Wellenmessung noch im Abstand von 2 m durchzuführen war.

Um noch kürzere Wellen zu erreichen, wurde ein System hergestellt, welches zur Verminderung der Dämpfung nicht in mehreren, sondern nur in einer Halbwelle schwingt. Zu diesem Zweck sind Gitter und Anode beiderseitig mit Längsdrähten versehen, die durch verschiebbare Kondensatoren überbrückt sind (Fig. 35, Taf. V). Damit befindet sich das gesamte Schwingungssystem innerhalb des Glasgefäßes der Röhre, so daß jeweils nur eine konstante Frequenz auftreten kann. Der Nachteil, daß zur Abstimmung jedesmal ein Öffnen der Röhre erforderlich ist, mußte in Kauf genommen werden. Gleichzeitig war die Elektrodenlänge auf 10 mm verringert.

Mit diesem System wurden bei Änderung der Betriebsverhältnisse jeweils 2 Frequenzbereiche erhalten, einmal die BK-Welle, daran erkenntlich, daß sie sich mit den Spannungen ändert, und zwar die „höhere“ Frequenz, wie ein Vergleich mit früheren Messungen zeigte, und zweitens die „GM-Schwingung höherer Frequenz“, die sich nur durch Verschieben der Kondensatoren beeinflussen ließ. Trägt man die GM-Welle als Funktion des Kondensatorabstandes  $D$  auf, so erhält man die Eichkurve des Systems (Fig. 36).

Die geringste einstellbare Länge war 23 mm; hierfür ergab sich eine Welle von 20,8 cm. Verlängert man die Eichkurve nach kleinerem Abstand  $D$  hin, was nach ihrem linearen Verlauf statthaft ist, so findet man für  $D = 10$  mm, das ist die Länge der Elektroden selbst, deren Eigenwelle mit 18,5 cm. Diese stellt somit die kürzeste Welle dar, die sich mittels des vorliegenden Elektrodensystems erzeugen ließe, wenn man die Kondensatoren unmittelbar an die Elektroden heranbringen könnte. Eine weitere Verkürzung der Welle ist nunmehr nur noch durch Verkleinerung der axialen Elektrodenabmessungen möglich.

Während aller bisherigen Messungen waren die Radialabmessungen der Elektrodensysteme konstant geblieben, und ebenso wurden alle Untersuchungen, soweit sie nicht gerade

die Abhängigkeiten von den Betriebsbedingungen betrafen, bei den gleichen Gitter- und Anodenspannungen vorgenommen. Im Verlauf der Arbeit ist daher deutlich ersichtlich, wie durch Aussonderung der verschiedenen Schwingungsformen immer kürzere Wellen bis zu obiger Grenze hergestellt werden konnten. Nun stellen aber Röhrendimensionen und Betriebsbedingungen

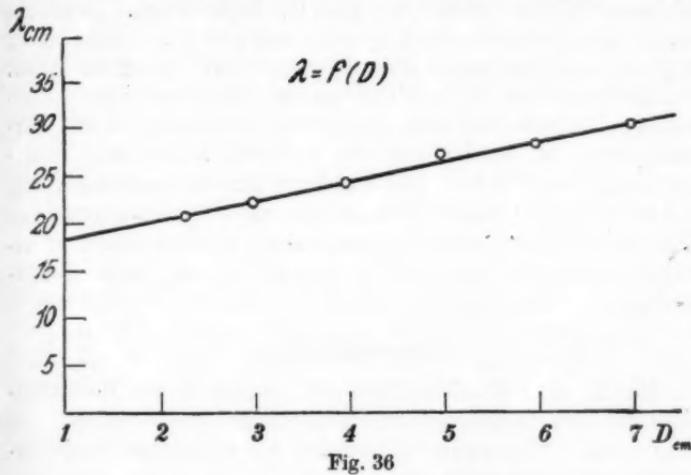


Fig. 36

weitere Mittel zur Verkürzung der Wellenlänge dar. Es wurde daher zum Schluß versucht, unter Berücksichtigung der gefundenen und diskutierten Bedingungen eine möglichst hohe Frequenz zu erzeugen.

Die Fig. 37, Taf. V zeigt ein zu diesem Zweck konstruiertes System. Die Elektroden sind auf einen Anoden durchmesser von 11 mm und einen Gitterquerschnitt von  $3 \times 3$  mm verkleinert. Besondere Schwierigkeiten machte zunächst eine sichere Befestigung und Zentrierung des Heizfadens; eine befriedigende Lösung wurde dadurch erhalten, daß die eine Befestigungslasche auf einer Seite lose um den Glassrahmen herumgelegt ist und so die Spannung einer Spiralfeder auf den Heizfaden übertragen kann.

Das System wurde zunächst ohne Innenkondensatoren untersucht, um festzustellen, ob unter den gänzlich veränderten Bedingungen überhaupt noch Elektronenschwingungen auftraten. Es zeigte sich, daß die Frequenzen der BK-Schwin-

gungen um durchschnittlich eine Oktave höher waren, als die mit den vorigen Systemen erhaltenen „kürzeren“ BK-Schwingungen. Durch entsprechende Abstimmung des Schwingungssystems konnten GM-Schwingungen geringerer und höherer Frequenz erzeugt werden. Die geringste Systemlänge war durch die Befestigungslaschen des Heizfadens mit 36 mm gegeben; hierfür ergab sich eine GM-Schwingung von 22,5 cm Wellenlänge. Vergleicht man die Eigenwelle des neuen Systems mit der des vorhergehenden (Fig. 36), so ergibt sich nur eine geringe Verkürzung der Welle. Es scheint demnach, als ob die größere Kapazität der in geinem Abstand gegenüberstehenden Elektroden eine Verkleinerung der Wellenlänge verhindert. Bei einer Gitterspannung von 360 Volt wurden noch BK-Schwingungen von 21,4 cm erhalten; es dürfte demnach eine GM-Schwingung von 15 cm mit einem kleineren System noch mit Sicherheit zu erzeugen sein. Die Versuche in dieser Richtung werden fortgesetzt.

#### **Zusammenfassung**

Die Arbeit behandelt die verschiedenen, in der Bremsfeldschaltung von Barkhausen-Kurz auftretenden Arten von Elektronenschwingungen. Es werden 4 verschiedene Frequenzbereiche gefunden und zwar:

1. Herrschen zwischen den Elektroden stationäre Bremsfelder, so treten Elektronenschwingungen auf, deren Frequenz allgemein mit wachsender Feldstärke zunimmt. Aus den Spannungen und Röhrendimensionen läßt sich die Wellenlänge errechnen, und zwar unter der Voraussetzung, daß die Elektronen um das Gitter herumpendeln: Barkhausen-Kurz-Schwingungen.
2. Liegt an den Röhrenelektroden ein elektrisches Schwingungssystem, so werden die Gleichfelder von Wechselfeldern überlagert. Dies führt, wie theoretisch an einem vereinfachten Fall gezeigt wird, zu einer Steigerung der Elektronenfrequenz, und es findet ein Aufschaukelprozeß statt, der mit der Eigenfrequenz des Schwingungssystems seinen Endzustand erreicht: Gill und Morrell-Schwingungen. Zwischen beiden Schwingungsformen herrscht ein Gebiet stetigen Übergangs, wo die Frequenz weder der Eigenwelle des Schwingungssystems, noch den Gesetzen von Barkhausen-Kurz folgt.

3. Pendeln bei den Barkhausen-Kurz-Schwingungen die Elektronen um das Gitter (1), so können bei engmaschigen Gittern Schwingungen höherer Frequenz auftreten, die sich nicht mehr im Anode-Kathoderaum, sondern ausschließlich im Anode-Gitterraum abspielen. Der auf den Gitter-Kathoderaum entfallende Anteil an der Barkhausen-Kurz-Frequenz kann aus der Differenz der „längerem“ und „kürzerem“ Welle experimentell bestimmt werden. Er muß für den gleichen Gitter-Kathoderaum bei Änderung des Gitter-Anoderaumes konstant bleiben, wie experimentell bestätigt wird. Störungen durch Gill und Morrell-Schwingungen (2) wurden durch kapazitive Blockierung des Elektrodensystems unterdrückt. Die „kürzeren“ Elektronenschwingungen stellen somit eine Sonderform der Barkhausen-Kurz-Schwingungen dar.

4. Von diesen „Elektronenschwingungen höherer Frequenz“ lassen sich wiederum „Gill und Morrell-Schwingungen höherer Frequenz“ erregen. Die erforderliche hohe Abstimmung des Elektrodensystems wird durch Erregung in der Halbwelle erhalten. So konnten mit verhältnismäßig großen Elektroden von 18 mm Außendurchmesser Wellen unter 20 cm Länge und von beträchtlicher Energie hergestellt werden, wobei der ganze hochfrequente Schaltungsaufbau ins Vakuum eingeschlossen war. Es werden Wege zu einer weiteren Vergrößerung der Wellenlänge angegeben.

Zum Schluß ist es mir eine aufrichtige Freude, meinem verehrten Lehrer, Hrn. Prof. Dr. H. Rau, für seine dauernde Anteilnahme und stete Hilfsbereitschaft meinen herzlichsten Dank auszusprechen. Ferner danke ich den Glaswerken Schott und Gen., Jena, für die Überlassung einiger ihrer Senderöhren, sowie der Akkumulatorenfabrik Pfalzgraf für die liebenswürdige Überlassung der Heiz- und Hochspannungsbatterien, die sich vorzüglich bewährt haben.

Darmstadt, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, April 1928.

#### **Literaturverzeichnis**

- 1) Gutton u. Touly, Compt. rend. 168. S. 271. 1919; Huxford, Phys. Rev. 25. S. 686. 1925.
- 2) Hollmann, Radio-Umschau 1927. S. 177; Deubner, Ann. d. Phys. 84. S. 429. 1927.

- 3) Englund, Proc. Inst. Radio Eng. 1927. S. 941.
- 4) Hull, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14. S. 157. 1919.
- 5) Gill u. Morrell, Phil. Mag. 44. S. 161. 1922.
- 6) Gill u. Morrell, Phil. Mag. 49. S. 369. 1925.
- 7) Gill, Phil. Mag. 49. S. 993. 1925.
- 8) Barkhausen u. Kurz, Phys. Ztschr. 21. S. 1. 1920.
- 9) Scheibe, Ann. d. Phys. 73. S. 54. 1924.
- 10) Zilitinkewitsch, Arch. f. Elektr. 15. S. 470. 1925.
- 11) Widdington, Radio-Rev. Nov. 1919.
- 12) Nettleton, Proc. of Nat. Ac. Sc. 1922. S. 8.
- 13) Pierret, Compt. rend. 1925. S. 184.
- 14) Scheibe, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 27. S. 1. 1926.
- 15) Grechowa, Ztschr. f. Phys. 35. S. 50, 59. 1926.
- 16) Kapzov, Ztschr. f. Phys. 35. S. 129. 1926.
- 17) Kapzov u. Gwosdower, Ztschr. f. Phys. 45. S. 114. 1927.
- 18) v. d. Pol, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 25. S. 121. 1925.
- 19) Breit, Journ. Frankl. Inst. 197. S. 355. 1924; Phys. Rev. 23. S. 300. 1924.
- 20) Sahanek, Phys. Ztschr. 26. S. 368. 1925.
- 21) Bock, Ztschr. f. Phys. 31. S. 534. 1925.
- 22) Schaefer u. Merzkirch, Ztschr. f. Phys. 23. S. 166. 1923.
- 23) Schriever, Ann. d. Phys. 68. S. 645. 1920.
- 24) Kohl, Ann. d. Phys. 85. S. 1. 1928.
- 25) Penning, Physica 1927. S. 80; Kirchner, Ann. d. Phys. 77. S. 287. 1925.

(Eingegangen 16. April 1928)

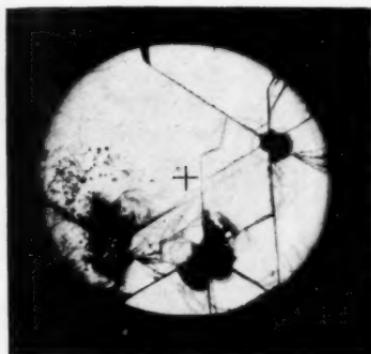


Abb. 1

Glimmerdurchschläge in flüssiger Luft  
Man erkennt deutlich die sechsstrahligen Sterne. Die Elektroden befanden sich an der mit (+) bezeichneten Stelle. Die Durchschläge erfolgten an den verschiedenen Stellen nacheinander, ohne daß die Lage der Elektroden verändert wurde

(Vgl. S. 97)

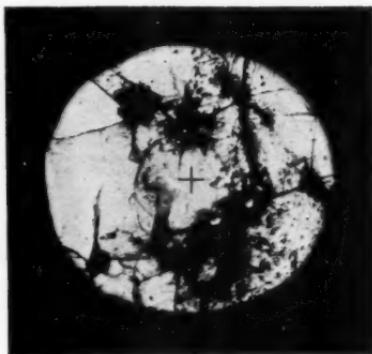


Abb. 2

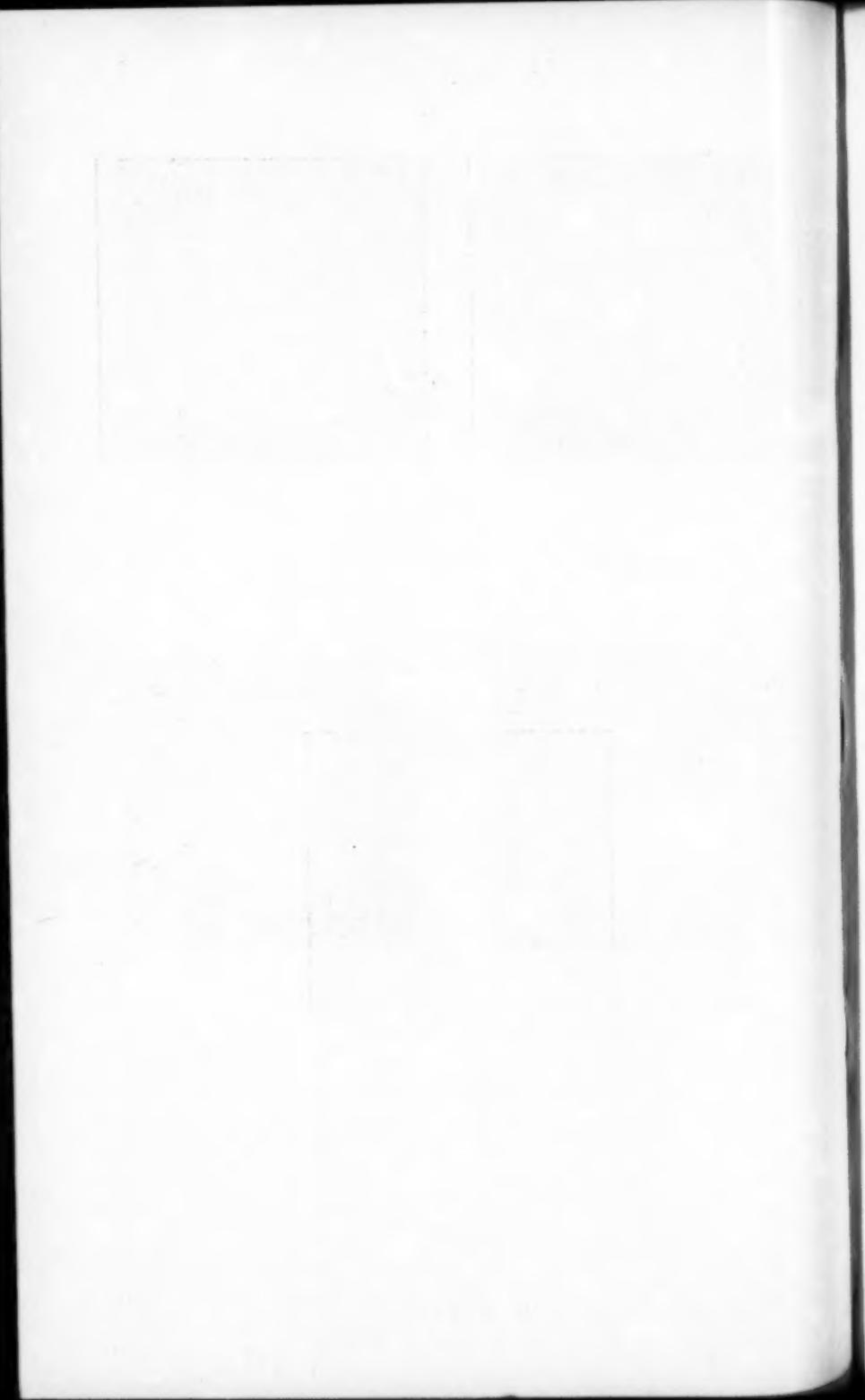
Glimmerdurchschläge in flüssiger Luft  
Es waren hierbei absichtlich viele Durchschläge nacheinander hervorgerufen worden. Man sieht, wie die Durchschläge an den verschiedensten Stellen erfolgten. In Öl sind derartige Versuche nicht möglich, weil dort nach dem ersten Durchschlag eine leitende Bahn von Kohleteilchen gebildet wird



Abb. 3

Glimmerdurchschlag in flüssiger Luft

Ein Teil der Glimmeroberflächen wurde hierbei mit dünnen Silberschichten überzogen. Man sieht, daß auch hierbei die Durchschläge nicht an der Berührungsstelle der Elektroden (als welche hier die Silberschichten dienten) mit dem festen Isolator liegen, sondern stets außerhalb des Randes der Silberschicht erfolgten (in der Mitte der dunklen Kreise) (Vgl. S. 96)



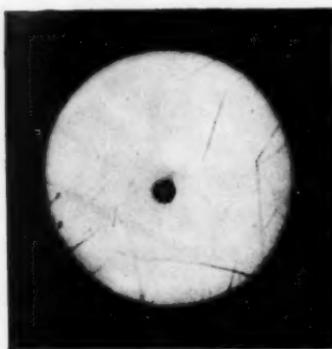


Abb. 4

Zelluloiddurchschlag in Öl

Da das Material bei Zimmertemperatur nicht spröde ist, so wurden beim Durchschlag keinerlei Sprünge hervorgerufen

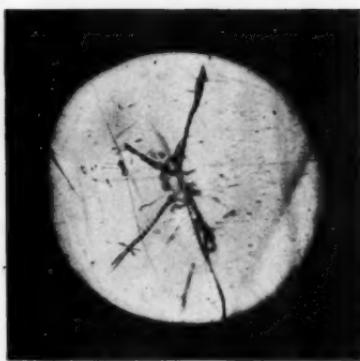


Abb. 5

Zelluloiddurchschlag in flüssiger Luft

Man sieht, wie der Durchstoß der Ionenlawine in dem bei dieser Temperatur ebenfalls spröden Material große Sprünge hervorgerufen hat

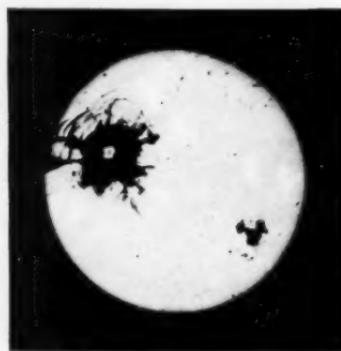


Abb. 6

Glasdurchschlag im Vakuum

Rechts unten in der Ecke zeigt die Abbildung eine durch Ionenbombardement angefressene Stelle. Die andere Seite des Glases war an dieser Stelle vollständig unverändert

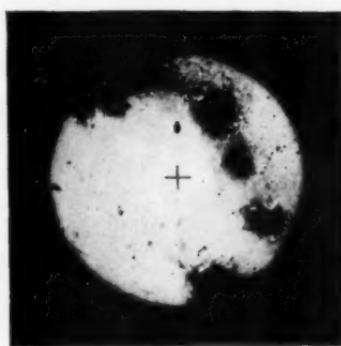


Abb. 7

Glimmerversuch im Vakuum

Die dunklen Stellen sind Anfressungen; durch Ionen- bzw. Elektronenbombardement hervorgerufen. Sie befinden sich hauptsächlich auf der an der Kathode liegenden Seite. Man beachte die halbkreisförmige Anordnung dieser Stellen, in deren Mittelpunkt die Elektroden den Glimmer berührten (+)

Sämtliche Aufnahmen zeigen die Versuchsobjekte  
in neunzehnfacher linearer Vergrößerung



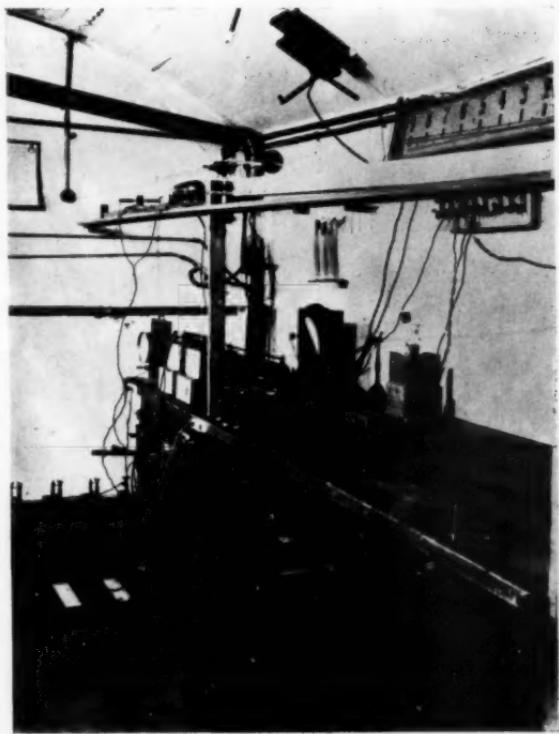


Fig. 21

H. E. Hollmann



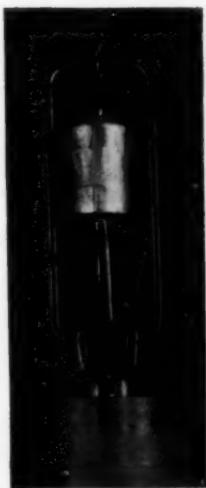


Fig. 22

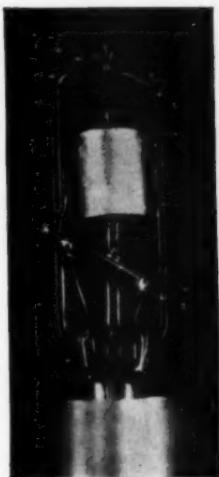


Fig. 24

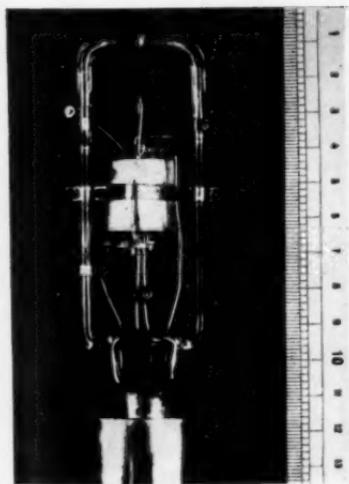


Fig. 25

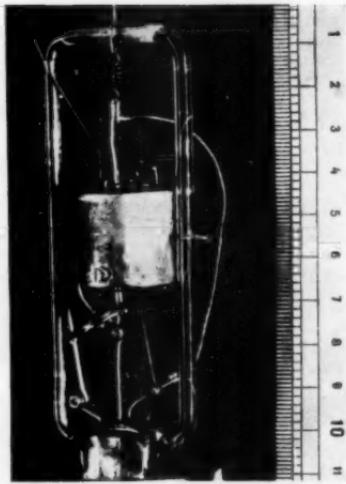
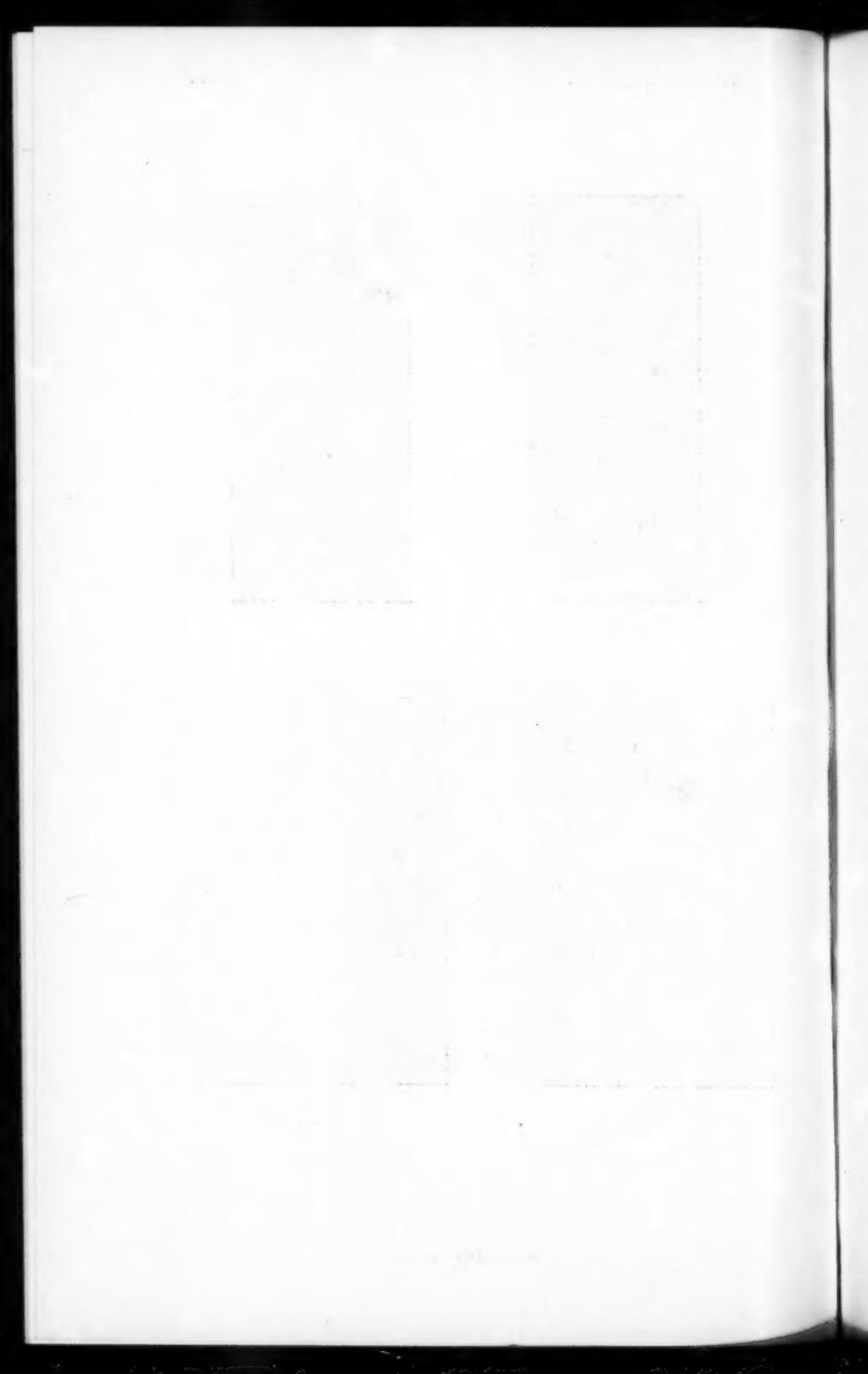


Fig. 30



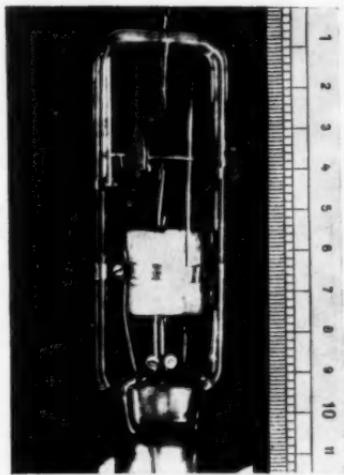


Fig. 33

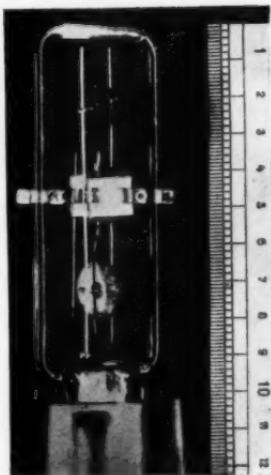


Fig. 35

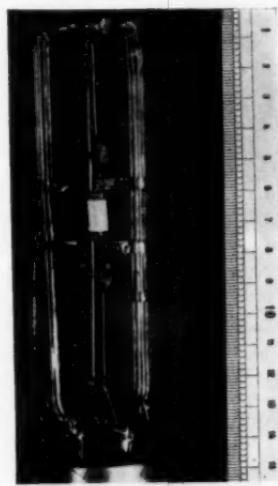


Fig. 37